

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS

**Departamento de Física de la Tierra, Astronomía y Astrofísica II
(Astrofísica y Ciencias de la Atmósfera)**



TESIS DOCTORAL

**Variación espacial y temporal de los parámetros de
estabilidad en orografía compleja y ondas de montaña**

TESIS DOCTORAL

MEMORIA PARA OPTAR AL GRADO DE DOCTOR

PRESENTADA POR

Julio Díaz Jiménez

Director:

Emiliano Hernández Martín

Madrid, 2002

ISBN: 978-84-669-0400-1



UNIVERSIDAD COMPLUTENSE



5314280007

T1-1993/7

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID

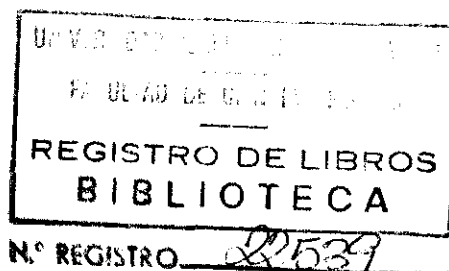
FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS

DEPARTAMENTO DE FÍSICA DE LA TIERRA,

ASTRONOMÍA Y ASTROFÍSICA II

(ASTROFÍSICA Y CIENCIAS DE LA ATMÓSFERA)

***VARIACIÓN ESPACIAL Y TEMPORAL DE LOS PARÁMETROS
DE ESTABILIDAD EN OROGRAFÍA COMPLEJA Y ONDAS DE
MONTAÑA***



Memoria que para optar al grado de Doctor en Ciencias Físicas

presenta el Licenciado D. Julio Díaz Jiménez.

Director: Dr. D. Emiliano Hernández Martín.

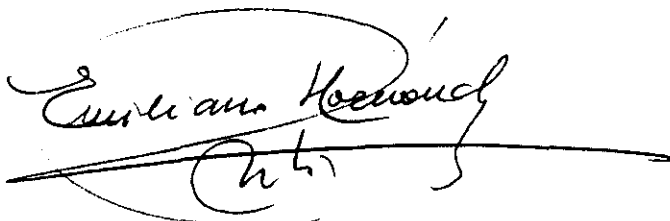
Madrid, mayo 1993

EMILIANO HERNANDEZ MARTIN, CATEDRATICO DE METEOROLOGIA DINAMICA Y
MODELOS NUMERICOS DE LA FACULTAD DE CIENCIAS FISICAS DE LA
UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID.

CERTIFICO:

Que la presente memoria " VARIACION ESPACIAL Y TEMPORAL
DE LOS PARAMETROS DE ESTABILIDAD EN OROGRAFIA COMPLEJA Y ONDAS DE
MONTAÑA" ha sido realizada bajo mi dirección en el Departamento
de Física de la Tierra, Astronomía y Astrofísica II (Astrofísica
y Ciencias de la Atmósfera) de la Facultad de Ciencias Físicas de
la Universidad Complutense de Madrid por D. Julio Díaz Jiménez y
que constituye su tesis para optar al grado de Doctor en Ciencias
Físicas.

Y, para que conste, firmo la presente certificación en
Madrid a veinticinco de mayo de mil novecientos noventa y tres.

A handwritten signature in dark ink, reading "Emiliano Hernandez Martin". The signature is written in a cursive style with a large, sweeping initial 'E' and a long horizontal stroke at the end.

Quiero expresar mi gratitud:

A mi Profesor y Director de Tesis Dr. D. Emiliano Hernández Martín por la orientación y consejos aportados que han sido fundamentales para la realización de esta memoria.

Al Instituto Nacional para la Conservación de la Naturaleza y a la Comunidad Autónoma de Madrid por la subvención económica recibida.

Al Instituto Nacional de Meteorología por su colaboración en la realización de las campañas de medidas.

A los miembros del Departamento de Ciencias de la Atmósfera por la ayuda prestada.

A mis compañeros y amigos por su amistad y cooperación.

A la memoria de mi Madre.

A Ange y a Guille.

INDICE

CAPITULO I. INTRODUCCION.

I.1 Revisión histórica.....	1
I.2 Objetivos.....	10

CAPITULO II. MODELOS TEORICOS.

II.1 Introducción.....	13
II.2 Consideraciones preliminares.....	13
II.3 Ecuaciones fundamentales.....	16
II.3.1 Sin flujo básico.....	17
II.3.2 Con flujo básico constante.....	24
II.3.3 Con flujo variable con la altura....	26
II.4 Análisis de escala.....	33

CAPITULO III. PROCEDIMIENTO EXPERIMENTAL.

III.1 Introducción.....	39
III.2 Lugar de experimentación.....	39
III.3 Epoca de realización de las campañas.....	42
III.4 Variables atmosféricas medidas e instrumentación utilizada.....	44

CAPITULO IV. ANALISIS DEL CAMPO DE VIENTO.

IV.1 Análisis de la dirección del viento.....	49
IV.1.1 Introducción.....	49
IV.1.2 Variación de la dirección del	

viento con la altura.....	50
IV.2 Módulo de la velocidad del viento.....	61
IV.2.1 Introduucción.....	61
IV.2.2 Aceleración del viento en la	
ladera de sotavento.....	62
IV.2.3 Puntos de estancamiento.....	64
IV.2.4 Modelos lineales para el módulo	
de la velocidad del viento.....	76
IV.3 Resumen y conclusiones del capítulo.....	80

CAPITULO V. PARAMETROS DE ESTABILIDAD.

V.1 Introduucción.....	84
V.2 Frecuencia de Brunt-Väisällä.....	84
V.3 Parámetro de Scorer.....	90
V.4 Número de Richardson.....	96
V.5 Conclusiones del capítulo.....	100

CAPITULO VI. ONDAS Y REMOLINOS A SOTAVENTO DE UN OBSTACULO MONTAÑOSO.

VI.1 Introduucción.....	103
VI.2 Detección de ondas a sotavento.....	104
VI.2.1. Tratamiento espectral.....	104
VI.2.2 Longitudes de onda asociadas	
al parámetro de Scorer.....	113
VI.3 Detección de remolinos a sotavento de	
la montaña.....	116
VI.3.1 Números de Froude.....	116
VI.3.2 Ubicación y evolución de los	
remolinos a sotavento.....	117

VI.4 Conclusiones del capítulo.....	126
CAPITULO VII. RESUMEN Y CONCLUSIONES.....	128
CAPITULO VIII. BIBLIOGRAFIA.....	133

I. INTRODUCCION.

I.1. Revisión histórica.

Las primeras evidencias de la formación de ondas a sotavento de un obstáculo se deben a los vuelos con aviones planeadores. En la década de los treinta se puso de manifiesto que las elevaciones que experimentaban estas aeronaves en las proximidades de las montañas y colinas eran capaces de mantenerlas en el aire varias horas e incluso podían llevarlas hasta la estratosfera. Así, por ejemplo, Klocner en 1939 alcanzó una altura de 11.400 m al este de los Alpes en un vuelo de este tipo. Comprobaron, también, que estas corrientes ascendentes no eran tan transitorias como las de carácter térmico.

Pero es la nubosidad asociada a las regiones montañosas la que pone de manifiesto de una manera más clara la existencia de ondas a sotavento. A un observador le llama la atención que estas nubes permanezcan estáticas o se muevan a una velocidad mucho menor que el viento. Existe una gran variedad de nubosidad relacionada con la deformación de las corrientes de aire en las proximidades de los obstáculos orográficos. Entre ellas el ejemplo más común probablemente sea la formación de nieblas en las cumbres. Estas están relacionadas con flujos no turbulentos y estratificación estable. Otra nubosidad propia de las crestas de las altas montañas es la aparición de una línea de cúmulos o estratocúmulos

paralelos y a sotavento de las cumbres. Su base está cerca del nivel de las crestas y su cima puede estar varios miles de metros por encima. Su aspecto parece indicar un giro en torno a sí mismas debido a la cizalla del viento y están relacionadas con ondas a sotavento de gran amplitud. Pero la nubosidad más característica asociada a este tipo de ondas son las denominadas nubes lenticulares, que se generan cuando coincide el nivel de condensación con las crestas de las ondas estacionarias formadas a sotavento. Son destacables también las nubes con aspecto plumoso o aborregado, que en su forma más simple aparecen como nubes que surgen de un punto y avanzan hasta desaparecer, con carácter periódico en el espacio y en el tiempo, fueron Ludlam y Scorer (1957) quienes relacionaron esta nubosidad con la inestabilidad de estratificación y la cizalla del viento.

Si anteriormente se citaban las nubes lenticulares como las más representativas de las ondas a sotavento, no cabe duda que las más sorprendentes son las denominadas nubes nacaradas. Estas se dan a gran altitud, alrededor de 20 ó 30 km, tienen forma lenticular y una marcada iridiscencia y debido a su gran altura aparecen brillantemente iluminadas tiempo después de que el sol se haya ocultado. Un requisito esencial para la formación de este tipo de nubosidad es la existencia de una corriente de aire de gran espesor y fuerza perpendicular a la cadena montañosa. Esto es frecuente en invierno cuando la presencia de profundas depresiones en latitudes altas provoca fuertes vientos del oeste en zonas más meridionales.

Pero también las fuertes corrientes ascendentes que se originan

en las regiones con abrupta orografía han sido causantes de catástrofes aéreas. En las primeras etapas de la aeronáutica algunos de los accidentes que se produjeron en las regiones montañosas, como el descrito por Colson (1954), estuvieron relacionados con los citados flujos verticales, que en el caso anterior llegaron a ser del orden de 40 m/s. Estos hacen que las aeronaves puedan sufrir bruscos cambios de altura. En la actualidad, y gracias a los sistemas de navegación más avanzados, este tipo de accidentes es muy raro, pero los pilotos están especialmente atentos a la navegación cuando sobrevuelan regiones con orografía compleja.

En nuestros días los principales problemas que surgen con el comportamiento del viento en zonas montañosas son los relacionados con los intentos de modelizarlo matemáticamente, tanto a mesoescala como a escalas superiores. Entre los primeros destacan los trabajos de Endlich (1967), Liu y Goodin (1976), Sherman (1978), Dickerson (1978), Davis et al. (1983), Ross et al. (1988), pero quizá sea el modelo desarrollado por Fosberg (1984) el más completo al introducir, a través de la teoría de Onishi (1969), parámetros que tienen en cuenta la existencia de ondas de gravedad que influyen en el transporte vertical de momento. Según Sawyer (1959) y Eliassen y Palm (1961) estas ondas también deben ser consideradas en el balance de momento correspondiente a los flujos a mayor escala cuando atraviesan regiones montañosas. Estas consideraciones han sido incluidas en las primeras parametrizaciones debidas a Palmer et al. (1986) y McFarlane (1987).

Es indudable que un conocimiento profundo, tanto teórico como experimental, del comportamiento del viento en las proximidades de un obstáculo montañoso es imprescindible para su modelización y posterior aplicación a fenómenos tales como la difusión de contaminantes (Hunt y Mulhearn, 1973; Burt y Slater, 1977) y propagación de incendios forestales en este tipo de orografía (Hernandez et al., 1992, 1993), así como la influencia que las cadenas montañosas tienen sobre los frentes (Smith, 1986; Hartsough y Blumen, 1990; Williams et al., 1992).

Los primeros estudios teóricos sobre el problema de las ondas a sotavento se deben a Rayleigh (1883) y Kelvin (1886) que analizaron las ondas estacionarias que se generaban en la superficie libre de un líquido y elaboraron una teoría matemática que explicaba satisfactoriamente el fenómeno. Pero el problema de las ondas en la atmósfera difiere de aquél en dos aspectos fundamentales: en primer lugar la distribución de densidad no varía mucho de un lugar a otro, y, en segundo lugar, son frecuentes los cambios de la estabilidad. Durante las primeras décadas del presente siglo se realizan algunos estudios relacionados con las ondas de montaña, pero éstos son meramente descriptivos y se recopilan en el trabajo de Kuettner y Jenkins en 1953.

Lyra (1940, 1943) y Queney (1947) elaboraron una teoría, basada en los estudios clásicos de Kelvin, para un flujo bidimensional uniformemente estratificado. Esta teoría explicaba el movimiento de una onda a sotavento de cualquier obstáculo montañoso. Lyra (1940) estudia un caso de atmósfera establemente estratificada y

sin cizalla y analiza las ondas que producen una meseta llana y un obstáculo de forma rectangular. Está claro que la teoría de Lyra está muy limitada, por las condiciones impuestas, en su aplicación práctica, pero establece las bases de la teoría lineal actualmente utilizada. Queney (1947, 1948), Scorer (1949) y Zierep (1952) extienden la teoría anterior al caso de una montaña en forma de campana. Son especialmente importantes los resultados obtenidos por el primero de los autores, quien establece que el comportamiento de la corriente de aire depende fundamentalmente de una longitud de onda denominada "crítica" y del tamaño horizontal de la montaña.

Wurtele (1953) desarrolla un modelo de un sólo nivel en el que considera la estabilidad y la cizalla del viento constantes, pero este tipo de modelos sigue resultando una muy mala aproximación a la realidad. Un perfil continuo de viento y temperatura no puede tratarse, en general, de forma analítica. Es preciso, pues, discretizar la atmósfera considerando varios niveles en los que se supone la cizalla y la estabilidad constantes. En esta línea Scorer (1949 y 1953) establece un modelo de dos niveles, uno para la alta atmósfera y otro para la baja atmósfera en el cual el parámetro

$$1^2 = \frac{g \beta}{u^2} - \frac{u''}{u} \quad (1.1)$$

es constante, siendo g la aceleración de la gravedad, u la velocidad del viento, β un parámetro que tiene en cuenta la

estabilidad y las primas significan diferenciación respecto a z . En este trabajo, y utilizando el método de la transformada de Fourier, Scorer concluye que se producirán ondas a sotavento únicamente cuando

$$l_1^2 - l_s^2 > \frac{\pi^2}{4e^2} \quad (1.2)$$

y en donde l_1 y l_s se refieren a los valores de l en los niveles inferior y superior y e es el espesor del nivel inferior.

En los trabajos anteriores el problema se había estudiado desde un punto de vista bidimensional. Scorer y Wilkinson (1956), Palm (1958), Sawyer (1962), Crapper (1962) y Gjevik y Marthinsen (1977), entre otros, extienden el trabajo de dos a tres dimensiones. Corby y Wallington (1956) investigan la influencia de la pendiente de la montaña sobre la formación de las ondas, determinando la existencia de un valor de ésta para el cual se establece una "resonancia" entre el flujo y la forma del obstáculo. Crapper (1959) demuestra que tanto para un modelo bidimensional como para uno tridimensional es indistinto utilizar uno o dos niveles, y se formarán ondas a sotavento siempre que, en condiciones de estabilidad, una partícula sea separada de su posición de equilibrio. Por lo tanto, el perfil de valores de l^2 únicamente determinará la clase de ondas que se originen, pero nunca su existencia.

Las teorías anteriormente citadas de Lyra (1943) y Queney (1948) han sido el punto de partida de estudios más complejos

sobre el comportamiento del flujo a sotavento de una montaña, pero eran difícilmente aplicables por las hipótesis excesivamente simples realizadas para describir el movimiento real en la atmósfera. En los años 1953 y 1955 R.R. Long presentó una ecuación lineal que gobernaba las ondas estacionarias de montaña y la resolvió en algunos casos sencillos. Yih (1959) dio algunas soluciones para casos más complejos. La utilidad de esta ecuación fue comprobada por Miles y Huppert (1969). Pero hasta 1980 Smith, siguiendo una formulación similar a la utilizada por Wurtele (1957), no sienta definitivamente las bases de la teoría lineal para un flujo hidrostático y estratificado. Los resultados a los que llega Smith utilizando análisis de Fourier son similares a los que Blumen y McGregor (1976) obtuvieron para el mismo problema a través de técnicas numéricas con autofunciones.

Hasta ahora se ha admitido que las partículas de aire al llegar a un obstáculo se desplazaban verticalmente de su posición de equilibrio, ascendían y, de este modo, lo evitaban. Pero ocurre que, cuando la estabilidad es suficientemente fuerte o la montaña demasiado alta, las partículas de aire, más que ascender, lo que hacen es bordear el obstáculo. Este fenómeno, que ha sido confirmado experimentalmente por Queney et al. (1960), y a través de modelos numéricos por Riley et al. (1976) y Brighton (1978), es la base de la denominada teoría del flujo potencial. Los primeros estudios en esta línea son los debidos a Sheppard (1956), quien estimó la energía cinética del viento incidente necesaria para que una partícula de aire remontara una montaña. De manera prácticamente simultánea Hawthorne y Martin (1955) y

Lightill (1956, 1957) profundizan en estas investigaciones que culminarán con la elaboración de la citada teoría de flujo potencial debida a Drazin (1961), quien establece los límites de su aplicabilidad.

Si se tiene en cuenta el denominado número de Froude

$$Fr = \frac{u}{N h} \quad (1.3)$$

en donde u es la velocidad del flujo, N la frecuencia de Brunt-Väisälä (que es una medida de la estabilidad de la estratificación) y h es la altura de la montaña. Se admite que la teoría lineal de ondas de gravedad es válida para $Fr \gg 1$, mientras que la teoría del flujo potencial puede utilizarse cuando $Fr \ll 1$.

Es el propio Smith (1980) el que dice, refiriéndose al problema de ambas teorías, "desgraciadamente, aunque la teoría para pequeños números de Froude puede predecir movimientos verticales y la de grandes números puede explicar deflexiones horizontales del flujo alrededor de una montaña, las dos teorías son distintas e inconectables, aunque cualitativamente se complementan". Como cabría esperar, las principales dificultades surgen en los denominadas números de Froude bajos, que corresponden a lo que debería de ser la transición entre ambas teorías.

Una gran cantidad de modelos numéricos bidimensionales como los realizados por Clark y Peltier (1977, 1984), Peltier y Clark (1979, 1983), Klemp y Lilly (1978), Durran (1986), Bacmeister y Pierrehumbert (1988) han mostrado los cambios en el flujo para

estos números de Froude. Estos resultados han sido corroborados mediante observaciones como las de Lilly (1972) y por trabajos experimentales como los de Rottman y Smith (1989). En cuanto a experimentación tridimensional cabe destacar los trabajos de laboratorio de Riley et al. (1976), Brighton (1978), Baines (1979), Hunt y Snyder (1980), Castro et al. (1983), Castro (1987). En todos ellos se ha puesto de manifiesto que, para pequeños números de Froude, el flujo tiende a bordear el obstáculo más que a superarlo y se han manifestado los efectos de separación del flujo a sotavento. Smolarkiewicz et al. (1988) y Smolarkiewicz y Rotunno (1989), utilizando el modelo anelástico de Clark (1977) y Clark y Farley (1984), han realizado una simulación numérica para explicar el flujo alrededor de la isla de Hawaii para números de Froude en el rango de 0.1 a 0.4 en la que se muestra la existencia de un bloqueo del flujo en la ladera de barlovento del obstáculo y la producción de vórtices en la de sotavento. Resultados similares se obtuvieron en las simulaciones realizadas por Miranda y James (1992).

Llama poderosamente la atención que, aunque cada vez son más notables las contribuciones de las simulaciones numéricas al estudio del flujo sobre montañas, los trabajos dedicados a la detección en la atmósfera de los fenómenos deducidos teóricamente son escasos, debido fundamentalmente a la falta de datos meteorológicos que suelen acompañar a este tipo de orografía. Entre estos últimos destacan los de Aanensen (1965), que documentó la existencia de una zona de altas presiones en la ladera de barlovento de Pennine Mountain Range en el Norte de

Inglaterra; Takahassi (1977, 1981), Garrett (1980) y Smolarkiewicz et al. (1988), que estudiaron el forzamiento del campo de vientos que se produce en la isla de Hawaii; Smith (1982), que discutió algunos ejemplos de deflexiones en diversas montañas del mundo; Blanchard y Howard (1986) y Wilczak y Glendening (1988), quienes describieron el denominado "Ciclón de Denver", que es una baja mesoescalar que suele formarse a sotavento del Palmer Ridge en Colorado y fue simulado matemáticamente por Crook et al. (1990). Así mismo cabe destacar los trabajos de Mass (1981), Mass y Dempsey (1985) y Ferber y Mass (1990 a, b) para evaluar empíricamente la formación de una zona de altas presiones en la ladera de barlovento y de bajas en la de sotavento de las Olympic Mountains de Washington.

1.2 Objetivos.

De lo expuesto hasta ahora queda patente la escasez de observaciones en la atmósfera que permitan evaluar realmente cuál es su comportamiento en las inmediaciones de un obstáculo orográfico. Pero si eran pocos éstos aún es menor el número de ellos que centran su estudio en la Capa Límite Planetaria. Es precisamente en ella donde los fenómenos meteorológicos que se desarrollan son de una importancia capital a través de las transferencias de energía, momento y materia que se realizan en esta Capa y que, evidentemente, vienen influenciadas por las características topográficas del terreno.

En esta memoria se van a exponer los resultados de un

investigación que ha tenido como objetivo primordial constatar, mediante las observaciones de campo realizadas por medio de sondeos aerológicos con globo cautivo en la baja atmósfera, el comportamiento y evolución temporal de diversas variables y parámetros meteorológicos en ambas laderas de una cadena montañosa cuando existe un flujo incidente perpendicular a ella. Así mismo, se pretende detectar empíricamente la existencia de ciertas estructuras dinámicas en la ladera de sotavento de una montaña y analizar su evolución temporal. Los objetivos, pues, se concretan en:

1. Calcular distintos parámetros meteorológicos que caractericen la atmósfera, tanto térmica como dinámicamente, a ambos lados de un obstáculo montañoso.

2. Establecer modelos lineales para los parámetros meteorológicos a partir de los cuales se puedan discriminar las condiciones más favorables para que éstos puedan extrapolarse de una a otra ladera de la montaña.

3. Analizar el comportamiento del módulo de la velocidad del viento en ambas vertientes de la montaña y evaluar su concordancia con las teorías y simulaciones numéricas elaboradas por otros autores.

4. Determinar, mediante análisis espectral, la formación de ondas a sotavento de la montaña, las cuales no se detectan a barlovento y calcular las longitudes de las ondas asociadas al parámetro de Scorer.

5. A partir de las direcciones del viento detectadas experimentalmente y de las longitudes de onda calculadas,

efectuar un análisis gráfico sobre la posible ubicación de los remolinos que aparecen a sotavento del obstáculo orográfico, examinando la evolución de los citados vórtices a sotavento en función de los números de Froude y su concordancia con las simulaciones numéricas realizadas por otros autores.

II. MODELOS TEORICOS.

II.1 INTRODUCCION.

En este capítulo se analizarán diferentes modelos teóricos utilizados para caracterizar las ondas producidas por un obstáculo montañoso. Se comenzará con unas consideraciones preliminares sobre el origen de este fenómeno ondulatorio para más tarde, y partiendo de las ecuaciones fundamentales clásicas que rigen estos movimientos, establecer una serie de hipótesis que permitan simplificar las ecuaciones anteriores y poder determinar la longitud de las ondas a sotavento de un obstáculo montañoso. Se contemplarán tres posibilidades en cuanto al flujo básico incidente sobre el obstáculo. En primer lugar se supondrá que éste es cero, más tarde se admitirá la hipótesis que es distinto de cero pero invariable con la altura, para más tarde admitir que es función de ella. El capítulo finaliza con un análisis de escala, que permitirá evaluar las condiciones para poder pasar de unos a otros modelos.

II.2. CONSIDERACIONES PRELIMINARES.

Si una masa de aire se encuentra en una atmósfera establemente estratificada al separarla verticalmente de su posición de equilibrio comenzará a oscilar como consecuencia de la existencia de fuerzas de inercia y de gravedad. Esta masa ρ , sumergida en un

fluido de densidad $\bar{\rho}$, experimentará, por unidad de volumen, una fuerza vertical ascendente $g (\bar{\rho} - \rho)$, diferencia entre el empuje y su peso. Esta fuerza se ejerce sobre la masa ρ , lo que producirá una aceleración:

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = \frac{g}{\rho} (\bar{\rho} - \rho) \quad (2.1)$$

Si T es la temperatura de la burbuja y \bar{T} la del medio, en virtud de la igualdad de presiones resulta que $\frac{\bar{\rho}}{\rho} = \frac{T}{\bar{T}}$, por lo que la ecuación (2.1) podrá escribirse como

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = g \frac{(T - \bar{T})}{\bar{T}} \quad (2.2)$$

Teniendo en cuenta las definiciones del enfriamiento geométrico γ y el gradiente adiabático del aire seco γ^* , la expresión anterior puede escribir de la forma

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = -g \frac{(\gamma^* - \gamma)}{T} \delta z \quad (2.3)$$

en la que $\bar{T} = T - \gamma \delta z \approx T$. Es decir,

$$\frac{d^2 z}{dt^2} + g \frac{(\gamma^* - \gamma)}{T} z = 0 \quad (2.4)$$

En caso de estabilidad de estratificación $\gamma < \gamma^*$ y por lo tanto la ecuación (2.4) representará un movimiento armónico.

Como se ha puesto de manifiesto, un desplazamiento vertical de una burbuja de aire genera oscilaciones de ésta. Al estar inmersa en un viento horizontal, las oscilaciones se manifiestan como ondas. Si el desplazamiento vertical ha estado originado por un obstáculo montañoso, estas ondas aparecerán a sotavento de la montaña.

Para dar una explicación cuantitativa de las ondas a sotavento y poder calcular el campo de corrientes se partirá de las ecuaciones clásicas que rigen este tipo de movimientos, es decir, los balances de momento, materia y energía. Estas se pueden escribir según diferentes sistemas de referencia, pero el aquí utilizado será el Euleriano, ya que las observaciones se realizan en puntos fijos y determinados y además, resulta más adecuado para obtener las soluciones de las ecuaciones perturbadas. Los balances anteriormente citados en un sistema Euleriano pueden escribirse del siguiente modo:

Momento:

$$\frac{d\vec{V}}{dt} = - \frac{1}{\rho} \vec{\nabla} P - 2 \vec{\Omega} \times \vec{V} + \vec{g} + \vec{F}_r \quad (2.5)$$

Materia

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} = - \vec{\nabla} \cdot \vec{V} \quad (2.6)$$

Energía

$$C_p \frac{dT}{dt} - \alpha \frac{dp}{dt} = \frac{\delta Q}{dt} \quad (2.7)$$

En las ecuaciones anteriores \vec{V} es la velocidad del viento y las magnitudes termodinámicas ρ, α, P y T son respectivamente, densidad, volumen específico, presión y temperatura. $2 \vec{\Omega} \times \vec{V}$ representa el término de Coriolis, \vec{g} la aceleración de la gravedad y \vec{F}_r tiene en cuenta los efectos de rozamiento.

El sistema anterior junto con la ecuación de los gases perfectos

$$P = R T \quad (2.8)$$

completa un sistema de ecuaciones diferenciales no lineales que resultan de la aplicación de estos balances al flujo atmosférico.

II.3. ECUACIONES FUNDAMENTALES.

Se pretende abordar el problema desde un punto de vista totalmente general por lo que se partirá de las ecuaciones 2.5-2.8, para más tarde incluir las correspondientes hipótesis que las simplifiquen. Los balances de momento, materia y energía, en forma perturbada, quedan del siguiente modo:

$$\frac{\partial \bar{V}}{\partial t} + \bar{V} \cdot \nabla \bar{V} + \bar{V} \cdot \nabla \bar{V} = -\bar{\alpha} \nabla p - \alpha \nabla p - 2 \vec{\Omega} \times \bar{V} \quad (2.9)$$

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} = - \bar{V} \nabla \alpha - V \cdot \nabla \bar{\alpha} + \bar{\alpha} \nabla \cdot V + \alpha \nabla \cdot \bar{V} \quad (2.10)$$

$$C_p \frac{\partial T}{\partial t} + \bar{V} \cdot \nabla T + V \cdot \nabla \bar{T} - \bar{\alpha} \frac{\partial p}{\partial t} - \alpha \frac{\partial \bar{p}}{\partial t} + \bar{V} \cdot \nabla p + V \cdot \nabla \bar{p} = \frac{\partial q}{\partial t} \quad (2.11)$$

En las que los términos con barra se refieren a las magnitudes básicas y los sin barra a las perturbadas.

El tratamiento de la linealización de las ecuaciones puede realizarse teniendo en cuenta la existencia de un flujo básico o bien considerar que éste no existe. En la segunda forma se admite, por tanto, que la componente real se identifica con la componente perturbada para las variables dinámicas, mientras que para las magnitudes termodinámicas se admite un campo básico. El problema se abordará desde estos dos puntos de vista.

II.3.1 Sin flujo básico.

Si se admite que no hay flujo básico, las ecuaciones 2.10 a 2.11 se pueden expresar en función de sus componentes, de la siguiente forma:

$$\bar{\rho} \frac{\partial u}{\partial t} = - \frac{\partial p}{\partial x} + \bar{\rho} f_v \quad (2.12)$$

$$\frac{\partial v}{\partial x} = -f_u \quad (2.13)$$

$$\lambda_1 \bar{\rho} \frac{\partial w}{\partial x} = - \frac{\partial p}{\partial z} - \rho g \quad (2.14)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = - w \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \quad (2.15)$$

$$\lambda_2 \frac{\partial \rho}{\partial t} = - \bar{\rho} \left[\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} \right] - w \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial z} \quad (2.16)$$

$$\rho = \bar{\rho}_0 \frac{C_v}{C_p} \frac{p}{\bar{p}} - \bar{\rho} \frac{\partial \theta}{\partial \bar{\theta}} \quad (2.17)$$

Para llegar a las ecuaciones anteriores se han debido realizar las siguientes hipótesis:

1. Se ha supuesto que los campos básicos \bar{u} , \bar{v} , \bar{w} , $\bar{\theta}$, \bar{p} , $\bar{\rho}$ son hidrostáticos, homogéneos horizontalmente y no cambian con el tiempo.
2. Se han despreciado los gradientes en la dirección del eje OY.
3. Se ha despreciado el término de Coriolis en la ecuación de la componente vertical del movimiento.
4. Se ha considerado que las variaciones ρ , p , θ son menores que las correspondientes magnitudes básicas.
5. Se han supuesto los movimientos adiabáticos.
6. Los gradientes verticales de $\bar{\theta}$, \bar{p} , $\bar{\rho}$, son constantes en cada estrato.

Los parametros λ_1 y λ_2 se han introducido en las ecuaciones 2-14 y 2-16 con objeto de no perder generalidad en el planteamiento del problema y reflejan distintas características del flujo. Así,

si $\lambda_1 = 1$ reflejará fenómenos no hidrostáticos y $\lambda_1 = 0$ hidrostáticos; $\lambda_2 = 1$ admitirá compresiones en el fluido y $\lambda_2 = 0$ reflejará comportamientos anelásticos del mismo.

Las soluciones de este sistema de ecuaciones en forma de onda se pueden expresar como:

$$u(x, z, t) = A(k_x, k_z, \omega) \exp i(k_x, k_z, \omega)$$

$$v(x, z, t) = B(k_x, k_z, \omega) \exp i(k_x, k_z, \omega)$$

$$w(x, z, t) = C(k_x, k_z, \omega) \exp i(k_x, k_z, \omega)$$

$$\theta(x, z, t) = D(k_x, k_z, \omega) \exp i(k_x, k_z, \omega)$$

$$p(x, z, t) = E(k_x, k_z, \omega) \exp i(k_x, k_z, \omega)$$

$$\rho(x, z, t) = F(k_x, k_z, \omega) \exp i(k_x, k_z, \omega)$$

que constituye el sistema de ecuaciones (2.18). Si se comprueba que estas funciones son soluciones del sistema de ecuaciones diferenciales anteriores, así como cualquier combinación lineal de las mismas, se obtiene el sistema de ecuaciones (2.19), que es homogéneo y que tiene como incógnitas las amplitudes A, B, C, D, E, F

$$\bar{\rho} i\omega A + ik_x E - \bar{\rho} f B = 0$$

$$i\omega B + f A = 0$$

$$\lambda_1 \bar{\rho} i\omega C + ik_z E + g F = 0$$

$$i\omega D + C \frac{\partial \theta}{\partial z} = 0$$

$$\lambda_2 i\omega F + \bar{\rho} ik_x A + \bar{\rho} ik_z C + C \frac{\partial \rho}{\partial z} = 0$$

$$F + \frac{\bar{\rho}}{\bar{\theta}} D - \frac{\bar{\rho}}{\bar{p}} \frac{C_v}{C_p} E = 0$$

Para que el sistema anterior admita una solución distinta de la trivial ha de ocurrir que el determinante de la matriz de los coeficientes sea igual a cero. Resolviendo el citado determinante e igualando a cero se obtiene una ecuación de quinto orden en la frecuencia ω . Reescribiéndola, sacando factor común y sin considerar la solución trivial, se puede poner de la forma:

$$\begin{aligned} & \left[\frac{\bar{\rho}^2}{\bar{p}} i \frac{C_v}{C_p} \lambda_2 \lambda_1 \right] \omega^4 + \left[-k_x^2 \lambda_1 \bar{\rho} i + \frac{\bar{\rho}}{\bar{p}} i \frac{C_v}{C_p} g \left(\bar{\rho} i k_z + \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial z} \right) \right] \omega^2 - \\ & - \omega^2 \left[k_z \left(\bar{\rho} i k_z + \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial z} \right) + f^2 \frac{\bar{\rho}^2}{\bar{p}} i \frac{C_v}{C_p} \lambda_2 \lambda_1 + \frac{\bar{\rho}}{\bar{p}} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \lambda_2 k_z \right] + \\ & + f^2 \frac{\bar{\rho}}{\bar{p}} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \lambda_2 k_z + f^2 k_z \left(\bar{\rho} i k_z + \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial z} \right) - f^2 \frac{\bar{\rho}}{\bar{p}} i \frac{C_v}{C_p} g \left(\bar{\rho} i k_z + \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial z} \right) + \\ & + g k_x^2 \frac{\bar{\rho}}{\bar{\theta}} i \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} = 0 \end{aligned} \quad (2.20)$$

Para interpretar las soluciones de la ecuación 2.20 se puede admitir en una primera aproximación que el número de onda k_x es

igual a cero , es decir, no se admiten variaciones de las variables en la dirección del eje x, y además que el parámetro de Coriolis es igual a cero. Con estas hipótesis quedan únicamente ondas con número de onda k_z y frecuencia ω , y si también se aplican las condiciones $\lambda_2=1$ y $\lambda_1=1$ se llega a obtener la propagación de ondas por enrarecimientos y compresiones, es decir, ondas del sonido cuya velocidad de propagación vertical es:

$$c \approx \pm \left[R \bar{T} \frac{C_p}{C_v} \right]^{1/2} \quad (2.21)$$

Si se desean aislar otro tipo de movimientos ondulatorios en fluidos incompresibles se impondrán en la ecuación (2.20), la condición $\lambda_2=0$ y si, además, se desprecian los términos relacionados con la rotación de la Tierra la ec 2.20 se reduce a:

$$\left[-\bar{\rho} i \left(\lambda_1 k_x^2 + k_z^2 \right) + \frac{\bar{\rho}}{\bar{p}} i \frac{C_v}{C_p} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial z} g - \frac{\bar{\rho}^2}{\bar{p}} \frac{C_v}{C_p} g k_z - k_z \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial z} \right] \omega^2 +$$

$$+ g k_x^2 \frac{\bar{\rho}}{\bar{\theta}} i \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \approx 0 \quad (2.21)$$

En esta ecuación se admiten ondas cuyo número de onda horizontal k_x es real así como su ω , es decir, no existen

amplificaciones ni amortiguaciones en la dirección horizontal ni tampoco en el tiempo. Sin embargo, las ondas verticales podemos admitir que su número de onda es complejo, por lo tanto, escribiendo la ecuación 2.21 en función de k_z en la que se ha separado sus componentes real e imaginaria queda:

$$\left[\bar{\rho} \left(\lambda_1 k_x^2 + k_{zr}^2 - k_{z1}^2 \right) - g \frac{\bar{\rho}}{p} \frac{C_v}{C_p} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial z} + \frac{\bar{\rho}^2}{p} \frac{C_v}{C_p} g k_{z1} + k_{z1} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial z} \right] \omega^2 - g k_x^2 \frac{\bar{\rho}}{\theta} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} + i \left[2 \bar{\rho} k_{z1} k_{zr} - \frac{\bar{\rho}^2}{p} \frac{C_v}{C_p} g k_{zr} - k_{zr} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial z} \right] \omega^2 = 0 \quad (2.22)$$

Si (2.22) ha de ser real la parte imaginaria de (2.22) se deberá anular, con lo que k_{z1} deberá ser:

$$k_{z1} = \frac{1}{2} \frac{\bar{\rho}}{p} \frac{C_v}{C_p} g - \frac{1}{2 \bar{\rho}} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial z} \quad (2.23)$$

La ecuación (2.22) se puede escribir como:

$$\left\{ \bar{\rho} \left(\lambda_1 k_x^2 + k_z^2 \right) + \frac{1}{4} \frac{\bar{\rho}^3}{p^2} \left(\frac{C_v}{C_p} \right)^2 g^2 + \frac{1}{4 \bar{\rho}} \left(\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial z} \right)^2 - \frac{1}{2} \frac{\bar{\rho}}{p} \frac{C_v}{C_p} g \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial z} \right\} \omega^2 - g k_x^2 \frac{\bar{\rho}}{\theta} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} = 0 \quad (2.24)$$

Como consecuencia de admitir parte imaginaria en la parte vertical de la onda aparece en la solución el factor exponencial de amortiguamiento que tiene la forma $e^{-\beta z}$, siendo β

$$\beta = \frac{\bar{\rho}}{2p} \frac{C_v}{C_p} g + \frac{1}{2} \frac{\bar{\rho}}{\rho} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial z} \quad (2.25)$$

Aplicando el correspondiente análisis de escala a la ecuación 2.24 se obtiene que para condiciones normales de la atmósfera, hasta la altura de la tropopausa media, los sumandos segundo, tercero y cuarto dentro del corchete son del mismo orden y despreciables frente a los valores del primer sumando siempre y cuando la longitud de las ondas, determinadas por sus correspondientes números de onda, sean menores de 10 km, lo que permite eliminar dichos términos y escribirla de la forma:

$$\omega^2 = \frac{k_x^2}{\lambda_1 k_x^2 + k_z^2} \frac{g}{\bar{\theta}} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \quad (2.26)$$

La velocidad de fase de la onda se puede poner de la forma:

$$c^2 = \frac{k_x^2}{\left[k_x^2 + k_z^2 \right] \left[\lambda_1 k_x^2 + k_z^2 \right]} \frac{g}{\bar{\theta}} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \quad (2.27)$$

Si se impone que la propagación sea fundamentalmente en la dirección horizontal $k_z \ll k_x$ y, por tanto, se rechaza la hipótesis hidrostática $\lambda_1 = 1$ la ecuación (2.27) y (2.28) se ponen como:

$$\omega^2 = \frac{g}{\bar{\theta}} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \quad (2.28)$$

$$c^2 = \frac{1}{k_x^2} \frac{g}{\bar{\theta}} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \quad (2.29)$$

La ecuación (2.28) representa la frecuencia de Brunt-Väisälä que es la frecuencia de vibración de una onda de flotación pura.

II.3.2 Con flujo básico constante U.

A continuación se va a analizar como quedan modificadas las expresiones a (2.28) y (2.29) al considerar un flujo básico constante U en la dirección del eje x.

Un observador en la montaña detectará una frecuencia

$$\omega_o = \omega - U k_x \quad (2.30)$$

que corresponderá a una velocidad c

$$c^2 = \frac{(\omega - U k_x)^2}{k_x^2} \quad (2.31)$$

Si se admite que la onda es estacionaria $c = 0$ por lo que (2.31) implica que:

$$\omega - U k_x = 0 \quad (2.32)$$

lo que permite determinar el valor del número de onda k_x como

$$k_x = \frac{\omega}{U} = \frac{\left[\frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z} \right]^{1/2}}{U} \quad (2.33)$$

Las ecuaciones (2.32) y (2.33) pueden obtenerse a partir de las expresiones generales (2.9), (2.10) y (2.11) que representan las ecuaciones perturbadas para los balances de momento, materia y energía, respectivamente. Si se considera el movimiento de un fluido en el plano x - z , se supone uniformidad en la dirección del eje y , y se desprecian los efectos de rotación de la Tierra y fricción y se admiten los calentamientos adiabáticos las expresiones anteriores pueden ponerse como:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\bar{p}}{\alpha} \frac{\partial p}{\partial x} = 0$$

$$\lambda_1 \left[\frac{\partial w}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial w}{\partial x} \right] + \frac{\bar{p}}{\alpha} \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{g}{\alpha} \frac{\alpha}{\alpha} = 0$$

$$\bar{\alpha} \left[\frac{\partial p}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial p}{\partial x} \right] - g w + \bar{p} \frac{C_p}{C_v} \left[\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \alpha}{\partial x} + w \frac{\partial \bar{\alpha}}{\partial z} \right] = 0$$

$$\left[\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} \right] \bar{\alpha} - \lambda_2 \left[\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \alpha}{\partial x} \right] - w \frac{\partial \bar{\alpha}}{\partial z} = 0$$

que constituyen el sistema de ecuaciones (2.34). En ellas se ha considerado el flujo U como la suma de un flujo básico constante en la dirección del eje x constante \bar{u} más una perturbación u , es decir $U = \bar{u} + u$, y si ha supuesto a las variables termodinámicas en el estado base en equilibrio hidrostático $\frac{\partial \bar{p}}{\partial z} = -\bar{\rho} g$ ó bien $\bar{\alpha} \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} = -g$. Los parámetros λ_1 y λ_2 tienen igual significado que en las ecuaciones (2.14) y (2.16).

Siguiendo un desarrollo análogo al descrito en el caso que no exista flujo básico se llega a unas expresiones análogas a las (2.32) y (2.33) (Haltiner y Williams, 1979).

II.3.3 Con flujo básico que varía con la altura.

Hasta ahora se ha abordado el problema de la formación de ondas a sotavento de un obstáculo sin considerar que pudiesen existir variaciones del flujo básico con la altura. En este apartado se pretende abordar este aspecto siguiendo el tratamiento llevado a cabo por Holmboe y Klieforth (1957). Para ello se considerarán las siguientes hipótesis básicas:

1. Linealización de las ecuaciones del movimiento.

Esta hipótesis restringe el tipo de orografía al que pueden aplicarse las ecuaciones, ya que requiere que la altura de la montaña sea pequeña comparada con su anchura, lo que resulta común en la naturaleza.

2. Se desprecia la fricción, la condensación y el calor de conducción y radiación.

Esto excluye los efectos anisótropos. Si bien esta hipótesis elimina la condensación, muy relacionada con las ondas a sotavento, en las condiciones de humedad en las que se han realizado las observaciones prácticas relativas a esta memoria esta simplificación no resulta muy restrictiva.

3. Se desprecia la rotación de la Tierra.

Este hecho es perfectamente asumible en esta memoria debido a la pequeña escala horizontal del fenómeno estudiado.

4. Flujo estacionario.

Se supondrá el estado estacionario del flujo, es decir, se eliminarán las dependencias del tiempo en las ecuaciones básicas.

5. Problema bidimensional.

Se limitará el estudio al caso de un obstáculo aislado colocado perpendicularmente a la dirección del flujo básico que se supone dirigido en la dirección positiva del eje x.

Las variables son:

Velocidad: $\bar{u}(z) + u(x,z), w(x,z)$

Presión: $\bar{p}(z) + p(x,z)$

Densidad: $\bar{\rho}(z) + \rho(x,z)$

Temperatura: $\bar{T}(z) + T(x, z)$

donde las magnitudes con barra se refieren a valores no perturbados y las otras cantidades se refieren a desviaciones de los valores no perturbados.

Con las hipótesis anteriormente expuestas las ecuaciones básicas pueden escribirse de la siguiente forma:

Momento:

$$(\bar{u} + u) \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial (\bar{u} + u)}{\partial z} = - \frac{1}{\bar{\rho} + \rho} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (2.35)$$

$$(\bar{u} + u) \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} = - \frac{1}{\bar{\rho} + \rho} \frac{\partial (\bar{p} + p)}{\partial z} - g \quad (2.36)$$

Materia:

$$(\bar{u} + u) \frac{\partial \rho}{\partial x} + w \frac{\partial (\bar{\rho} + \rho)}{\partial z} = - (\bar{\rho} + \rho) \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \quad (2.37)$$

Energía:

La ecuación de la energía para un proceso adiabático en el estado real puede escribirse de la forma:

$$c_p \frac{d \ln T}{dt} = R \frac{d \ln p}{dt} \quad (2.38)$$

Las ecuaciones anteriores se completan con la ecuación de los gases

$$\frac{\bar{p} + p}{\bar{\rho} + \rho} = R (\bar{T} + T) \quad (2.39)$$

en la que R es la constante de los gases $R = c_p - c_v$

Si se utiliza la ecuación (2.39) y se tiene en cuenta que la velocidad del sonido al cuadrado puede ponerse como:

$$c^2 = \frac{c_p}{c_v} R T \quad (2.40)$$

la ecuación (8) se transforma en:

$$c^2 \frac{d\rho}{dt} = \frac{dp}{dt} \quad (2.41)$$

Perturbando la ecuación (2.41) y teniendo en cuenta las hipótesis básicas, esta última expresión resulta:

$$(\bar{c}+c)^2 \left[(\bar{u}+u) \frac{\partial \rho}{\partial x} + w \frac{\partial (\bar{\rho}+\rho)}{\partial z} \right] = (\bar{u}+u) \frac{\partial p}{\partial x} + w \frac{\partial (\bar{p}+p)}{\partial z} \quad (2.42)$$

Partiendo de la ecuación de continuidad (2.37) e introduciendo

las ecuaciones del movimiento (2.35) y (2.36) , la de los gases (2.39) y la adiabática (2.42), se obtiene la expresión:

$$\bar{M} w_{xx} + w_{zz} - \left(\bar{s} + \frac{\bar{M}'}{\bar{M}} \right) w_z + \left[\left(\bar{\sigma} + \frac{\bar{M}'}{\bar{M}} \right) \frac{g}{\bar{u}} + \left(\bar{s} + \frac{\bar{M}'}{\bar{M}} \right) \frac{\bar{u}'}{\bar{u}} - \frac{\bar{u}''}{\bar{u}} \right] w = 0 \quad (2.43)$$

En la que los sufijos denotan derivadas parciales y las primas derivadas con respecto a z de las magnitudes sin perturbar. Por lo tanto, se trata de una ecuación diferencial en derivadas parciales de segundo orden para la velocidad vertical $w(x,z)$.

En la ecuación (2.43), se han introducido nuevas variables con el fin de obtener una expresión más simplificada. Estas han sido:

$$\bar{M} = 1 - \frac{\bar{u}^2}{\bar{c}^2} \quad (2.44)$$

$$\bar{s} = \frac{d \ln \bar{\rho}}{dz} \quad (2.45)$$

$$\bar{\sigma} = \bar{s} - \frac{g}{\bar{c}^2} \quad (2.46)$$

La expresión (2.44) representa la desviación de la unidad del número de Mach para el flujo no perturbado. Si se tienen en cuenta los valores en la atmósfera $\bar{u}^2 \ll \bar{c}^2$ por lo que $\bar{M} \approx 1$.

\bar{s} en (2.45) representa el gradiente vertical de densidad y en

la forma $\frac{\bar{s}}{2}$ fue denominado por Queney (1947) factor de heterogeneidad.

$\bar{\sigma}$ representa el grado de estabilidad de la atmósfera, ya que sin más que utilizar las expresiones (2.38) y (2.40), puede escribirse de la forma

$$\bar{\sigma} = \frac{\gamma^* - \gamma}{\bar{T}} = \frac{d}{dz} \ln \bar{\theta} \quad (2.47)$$

en la que $\bar{\theta}$ es la temperatura potencial del flujo sin perturbar.

Análogamente la ecuación (2.45) se puede escribir como

$$\bar{s} = \frac{g/R - \gamma}{\bar{T}} \quad (2.48)$$

Con objeto de que la ecuación (2.43) quede más simplificada se denominará:

$$\bar{S} = \bar{s} + \frac{\bar{M}'}{\bar{M}} \quad (2.49)$$

$$\bar{\beta} = \bar{\sigma} + \frac{\bar{M}'}{\bar{M}} \quad (2.50)$$

lo que permite escribirla de la forma:

$$\bar{M} w_{xx} + w_{zz} - \bar{S} w_z + \left[\frac{\bar{\beta} g}{\bar{u}^2} + \frac{\bar{S} \bar{u}'}{\bar{u}} - \frac{\bar{u}''}{\bar{u}} \right] w = 0 \quad (2.51)$$

Con objeto de eliminar el término en w_z se realiza el cambio de variable

$$w = \sqrt{\frac{\bar{M} \bar{\rho}_0}{\bar{M}_0 \bar{\rho}}} w_1(x, z) \quad (2.52)$$

que introduciéndolo en (2.51) y teniendo en cuenta que \bar{S} se puede escribir como

$$\bar{S} = \frac{d}{dz} \left(\frac{\bar{M}}{\bar{\rho}} \right) \quad (2.53)$$

la ecuación básica (2.51) se puede poner como:

$$\boxed{\bar{M} w_{1xx} + w_{1zz} + F(z) w_1 = 0} \quad (2.54)$$

Esta ecuación representa las anomalías de w_1 en cada punto del plano z - x que son proporcionales a la propia w_1 . El factor de proporcionalidad viene dado por $F(z)$, cuyo valor es:

$$F(z) = \frac{\bar{\beta} g}{\bar{u}^{-2}} + \frac{\bar{S} \bar{u}'}{\bar{u}} - \frac{1}{4} \frac{\bar{S}^{-2}}{\bar{u}} + \frac{1}{2} \frac{\bar{S}'}{\bar{u}} - \frac{\bar{u}''}{\bar{u}} \quad (2.55)$$

Esta función de z está constituida por cinco términos que dan cuenta de las contribuciones de los fenómenos dinámicos y térmicos a las anomalías de las velocidades verticales. Las aportaciones de cada uno de los términos de esta ecuación son de ordenes de magnitud muy diferentes tal y como se revela en el análisis de escala que a continuación se expone.

II.4 Análisis de escala de los términos de la ecuación (2.55)

Teniendo en cuenta la definición de cada uno de los términos de esta ecuación y admitiendo que $\bar{u}^{-2} \ll c^2$ cada uno de los sumandos anteriores pueden expresarse como sigue:

$$M = 1 - \frac{\bar{u}^{-2}}{c^2} \approx 1 \quad (2.56)$$

$$\frac{\bar{\beta}}{\bar{M}} = \sigma + \frac{M'}{M} \approx \sigma = \frac{1}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z} \quad (2.57)$$

por lo que

$$\frac{\bar{\beta}}{u} \frac{g}{-2} = \frac{1}{u} \frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z} \quad (2.58)$$

Así mismo,

$$\bar{S} = s + \frac{M'}{M} \approx s \quad (2.59)$$

teniendo en cuenta la definición de s

$$s = \frac{\frac{g}{R} + \frac{\partial T}{\partial z}}{T} \quad (2.60)$$

Para obtener la expresión de s', basta con derivar con respecto a z la expresión que proporciona el valor de S. Esta queda de la forma:

$$\bar{S}' = \frac{T \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} - \frac{\partial T}{\partial z} \left(\frac{g}{R} + \frac{\partial T}{\partial z} \right)}{T^2} \quad (2.61)$$

Estas ecuaciones permiten calcular, a partir de las variables obtenidas mediante los sondeos aerológicos con globo cautivo, los distintos sumandos que aparecen en la ecuación (2.55) y realizar un análisis de su contribución a los valores de F(z). En las Tablas II.1 a II.4 aparecen estos resultados.

Hora T.M.G.	$\beta \text{ g/u}^2$ 10^{-6} m^{-2}	$S u'/u$ 10^{-8} m^{-2}	$S^2/4$ 10^{-9} m^{-2}	$S'/2$ 10^{-9} m^{-2}	u''/u 10^{-7} m^{-2}	$ u u''/\text{g } \beta $
06:00	87.6	11.4	3.8	6.7	9.5	0.01
08:00	16.2	2.4	5.3	-0.1	-7.2	0.04
10:00	6.9	3.2	5.4	5.1	-5.9	0.09
12:00	-1.8	0.5	5.7	-5.2	-0.9	0.05
16:00	-3.2	7.5	5.9	-0.7	6.6	0.21

Tabla II.1 Análisis de escala de los términos de la ecuación
(2.55) para los sondeos del 08-07-92 en Burgoondo.

Hora T.M.G.	$\beta \text{ g/u}^2$ 10^{-6} m^{-2}	$S u'/u$ 10^{-8} m^{-2}	$S^2/4$ 10^{-9} m^{-2}	$S'/2$ 10^{-9} m^{-2}	u''/u 10^{-7} m^{-2}	$ u u''/\text{g } \beta $
06:00	25.6	2.0	3.8	-7.3	-14.8	0.06
08:00	8.1	-3.1	5.3	2.8	-4.6	0.06
10:00	2.5	-1.8	5.8	-2.9	-2.5	0.10
12:00	-0.9	13.1	5.6	-0.1	-6.7	0.74
16:00	-1.8	1.6	5.8	8.7	-1.3	0.07

Tabla II.2 Análisis de escala de los términos de la ecuación
(2.55) para los sondeos del 08-07-92 en Piedralaves.

Hora T.M.G.	$\beta \text{ g/u}^2$ 10^{-6} m^{-2}	$S \text{ u}'/\text{u}$ 10^{-8} m^{-2}	$S^2/4$ 10^{-9} m^{-2}	$S'/2$ 10^{-9} m^{-2}	u''/u 10^{-7} m^{-2}	$ u \text{ u}''/\text{g } \beta $
06:00	95.8	19.5	3.2	4.2	9.9	0.01
08:00	68.4	45.7	4.2	-5.3	7.9	0.01
10:00	9.5	24.2	5.3	-3.6	9.5	0.10
12:00	-8.5	8.7	7.2	-13.4	-1.7	0.02
16:00	1.0	4.3	5.4	0.4	-0.4	0.04

Tabla II.3 Análisis de escala de los términos de la ecuación
(2.55) para los sondeos del 10-09-92 en Burgohondo.

Hora T.M.G.	$\beta \text{ g/u}^2$ 10^{-6} m^{-2}	$S \text{ u}'/\text{u}$ 10^{-8} m^{-2}	$S^2/4$ 10^{-9} m^{-2}	$S'/2$ 10^{-9} m^{-2}	u''/u 10^{-7} m^{-2}	$ u \text{ u}''/\text{g } \beta $
06:00	13.8	6.7	3.7	14.4	-8.4	0.06
08:00	8.3	7.2	4.6	-0.3	-3.2	0.04
10:00	1.4	3.9	5.5	2.3	1.3	0.09
12:00	1.9	9.2	5.6	8.2	-0.9	0.05
16:00	-0.8	1.2	5.4	2.6	-5.7	0.71

Tabla II.4 Análisis de escala de los términos de la ecuación
(2.55) para los sondeos del 10-09-92 en Piedralaves.

En las tablas anteriores se observa que el orden de magnitud es de 10^{-6} para $\frac{\bar{\beta}g}{\bar{u}^2}$; de 10^{-8} para $\frac{\bar{S} \bar{u}'}{\bar{u}}$; de 10^{-9} para $\frac{\bar{S}^2}{4}$; de 10^{-9} también para $\frac{\bar{S}'}{2}$ y de 10^{-7} para $\frac{\bar{u}''}{\bar{u}}$ lo que en una primera aproximación permite despreciar la contribución a $F(z)$ de todos los términos salvo los relativos al parámetro de Scorer y cizalla del viento y escribir la ecuación (2.55) como

$$F(z) = \frac{\bar{\beta}g}{\bar{u}^2} - \frac{\bar{u}''}{\bar{u}} \quad (2.62)$$

Scorer (1949) realiza un estudio sobre la contribución del término en u'' al valor de $F(z)$. En este trabajo, partiendo de un perfil aproximado para la variación del viento con la altura concluye que, en los primeros 900 m sobre el suelo, los valores de $\frac{\bar{u}''}{\bar{\beta}g}$ oscilan entre 0.36 y 0.49 por lo que el término de cizalla no puede ser despreciado. En las Tablas anteriores, en la última columna, aparece calculado este término para los sondeos que serán objeto de estudio en esta memoria, mostrándose que su contribución al valor de $F(z)$ es menor del 10 % para el 85 % de los sondeos. Si se eliminan aquellos datos correspondientes a una atmósfera con inestabilidad de estratificación, la contribución del término anterior será menor del 10% en la totalidad de los casos, por lo que en estas condiciones dicha

aportación puede despreciarse. Esto permite escribir:

$$F(z) = \frac{\frac{-\beta g}{\bar{u}^2}}{\frac{1}{\bar{u}^2} \frac{g}{\theta} \frac{d\theta}{dz}} = l^2 \quad (2.63)$$

que es el denominado parámetro de Scorer (l^2).

En esta expresión \bar{u} es la velocidad media del viento en el estrato considerado y $d\theta/dz$ representa su gradiente vertical de temperatura potencial.

Como se recordará esta ecuación (2.63) es equivalente a la (2.33) y con análoga interpretación física y permitirá asociar a l^2 , para cada estrato en el que se haya calculado y resulte positivo, una longitud de onda tal como se hará en capítulos posteriores.

III. PROCEDIMIENTO EXPERIMENTAL.

III.1 Introducción.

Como se ha citado con anterioridad el objetivo fundamental de esta memoria es determinar de un modo experimental el comportamiento de la atmósfera a ambos lados de una cadena montañosa. Para ello se calcularán diferentes parámetros meteorológicos que permitan caracterizarla tanto térmica como dinámicamente. Así mismo, se pretende analizar las diferentes estructuras atmosféricas que las simulaciones numéricas y experimentos de laboratorio ya mencionados habían evidenciado. Por lo tanto, las campañas de medida irán encaminadas a determinar, en ambas laderas de la montaña elegida para la experimentación, aquellas variables atmosféricas que permitan abordar los objetivos planteados. El estudio se centrará en los primeros mil metros sobre el suelo, siendo ésta una región de la atmósfera de vital importancia y que, paradójicamente, ha sido objeto de escasa atención por parte de los investigadores.

III.2 Lugar de experimentación.

La naturaleza del trabajo que se pretende llevar a cabo hace

que la elección del lugar de experimentación sea de capital importancia. Se trata de localizar una cadena montañosa con la suficiente longitud para poder centrar el estudio en un problema bidimensional. A ambos lados de la cordillera el terreno ha de ser lo más llano posible para evitar la influencia de posibles obstáculos sobre las magnitudes que se van a medir.

La linealización de las ecuaciones del movimiento que se realizará en el capítulo teórico requiere, además, que la altura de la montaña sea pequeña comparada con su anchura.

Se eligió el Sistema Central como lugar idóneo para la experimentación, tanto por las razones antes expuestas como por su proximidad geográfica a Madrid. Además se contaba con la experiencia de haber realizado en esta zona estudios para la aplicación de un modelo de diagnóstico del campo de viento en orografía compleja (Hernández et al. 1992,a, b, 1993).

En concreto ha sido en la Sierra de Gredos donde se han llevado a cabo las campañas de medida. Los enclaves en los que éstas se realizaron fueron en las localidades de Burghondo y en el Aeroclub del Tietar, próximo a Piedralaves. En la figura III.1 aparecen marcados con un asterístico estos lugares. Burghondo se encuentra al pie de la ladera norte de la montaña, a una altitud de 880 m, se trata de un lugar llano y despejado, si bien unos kilómetros al norte comienzan las estribaciones de la Sierra de la Paramera. Por el contrario, el aeroclub del Tietar, está ubicado en el amplio valle que se abre al sur de la citada Sierra de Gredos, su altitud es de 427 m.

Ambos lugares se encuentran separados una distancia de 20 km,

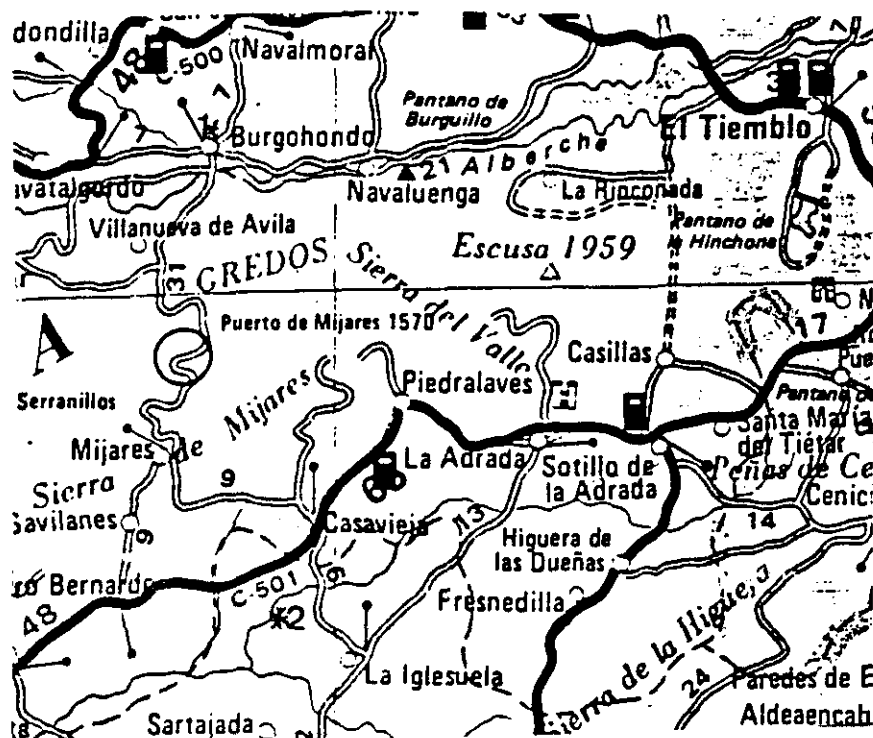


Figura III. 1. Mapa de la zona seleccionada para el estudio

coincidiendo con el espesor de la montaña en esa zona. La altitud media del Sistema Central en las proximidades del lugar de experimentación es de 1600 m y la cota máxima en la línea que une ambas localidades de 1827 m. En este tramo la cadena montañosa es practicamente perpendicular al segmento que une ambos lugares de observación y puede considerarse sin demasiado error que ésta es su mediatriz. En la figura III.2 se muestra este hecho.

Por las características de los lugares elegidos para realizar los experimentos de campo queda claro que éstos reúnen los requisitos necesarios para poder efectuar en ellos unas campañas de medidas de variables meteorológicas que permitan acometer los objetivos inicialmente propuestos.

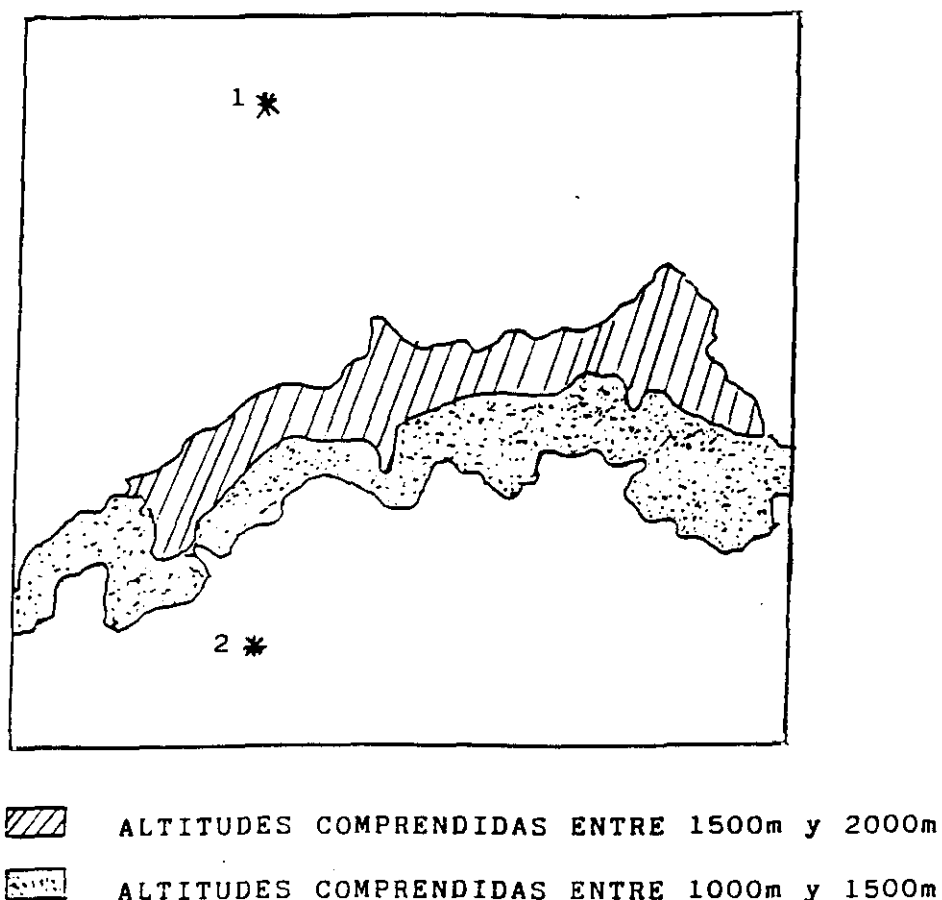


Figura III.2. Corte topográfico del lugar donde se realizaron los sondeos. En la figura *1 corresponde a Burgoondo, *2 a Piedralaves.

III.3 Epoca de realización de las campañas de medidas.

Las campañas de medidas experimentales en las que se basa esta memoria se han realizado en dos épocas claramente diferenciadas. En la primera se llevaron a cabo cuatro campañas de medidas de variables meteorológicas, se realizaron únicamente en el Aeroclub del Tietar y permitieron estudiar la estructura fina térmica y dinámica de la atmósfera (Hernández et al. 1992 c)

y realizar las primeras investigaciones sobre las ondas de gravedad en la Sierra de Gredos (Hernández et al. 1992 d). Se extendieron durante los meses de julio, agosto y septiembre y constituyeron el punto de partida del trabajo que se detallará a continuación.

La segunda época abarca las campañas realizadas durante los meses de julio y septiembre de 1992. Más concretamente la primera de ellas se realizó del 7 al 10 de julio y la segunda del 8 al 11 de septiembre.

Con este experimento se pretende analizar el comportamiento de la atmósfera para diversos valores del número de Froude en el rango en el que se realizaron las simulaciones numéricas de Smolarkiewicz et al. (1988) y Miranda y James (1992) que van desde Fr próximos a cero hasta Fr del orden de diez. En la atmósfera la única posibilidad de tener garantizada una pluralidad de este parámetro como la citada, para un lugar de observación determinado, es a través de las variaciones en la frecuencia de Brunt-Väisälä. En verano se consigue esta diversidad en la estabilidad de estratificación, ya que se pasa de grandes estabilidades a primeras horas de la mañana hasta la inestabilidad en las horas centrales del día, con la consiguiente diversidad en los valores de Fr . Con este objeto se realizaron medidas, cada uno de los días citados, a las 06:00, 08:00, 10:00, 12:00, 16:00 h T.M.G.

Como contrapartida a la elección de la época estival para la realización de la experimentación de campo, no habrá que considerar, a efectos del estudio de formación de ondas, aquellas

horas en las que la estratificación térmica de la atmósfera sea de inestabilidad. Tampoco podrá detectarse la formación de la nubosidad característica asociada a las ondas de montaña.

III.4 Variables atmosféricas medidas. Instrumentación utilizada.

La naturaleza de los objetivos marcados hacen necesaria la determinación de una serie de magnitudes meteorológicas en altura. Como se pretende estudiar el diferente comportamiento de la atmósfera a ambos lados de una cadena montañosa en los primeros mil metros junto al suelo, se hace preciso que estas magnitudes se determinen simultáneamente en los dos lugares elegidos para la experimentación. Para ello se realizaron sondeos aerológicos con globo cautivo durante las fechas señaladas y a las horas que se han detallado.

Las variables que se han medido han sido, presión atmosférica, velocidad y dirección del viento, temperatura del termómetro seco y temperatura del termómetro húmedo. A partir de estas magnitudes y mediante las habituales conversiones se han podido determinar la altura a la que se realizan las medidas, humedad relativa del aire, temperatura potencial, etc.

El equipo de medida utilizado en ambas localidades consta de los siguientes elementos: 1) un globo en forma de zeppelin de 2.5 metros cúbicos de capacidad inflado con gas helio; 2) un paquete sensor o sonda que asciende con el globo, de unos 250 gr de masa, en la que van los sensores utilizados para evaluar las distintas

variables atmosféricas; 3) un radioemisor que envía la señal a tierra, que suele trabajar en la frecuencia de 403.5 MHz; 4) un equipo receptor de las señales enviadas por la sonda (A.D.A.S). Conectado al A.D.A.S. se acopla, mediante un programa de comunicación, un sistema automático de registro de datos, que normalmente suele ser un ordenador. Este permite el almacenamiento y posterior tratamiento de los valores de las magnitudes atmosféricas detectadas en altura.

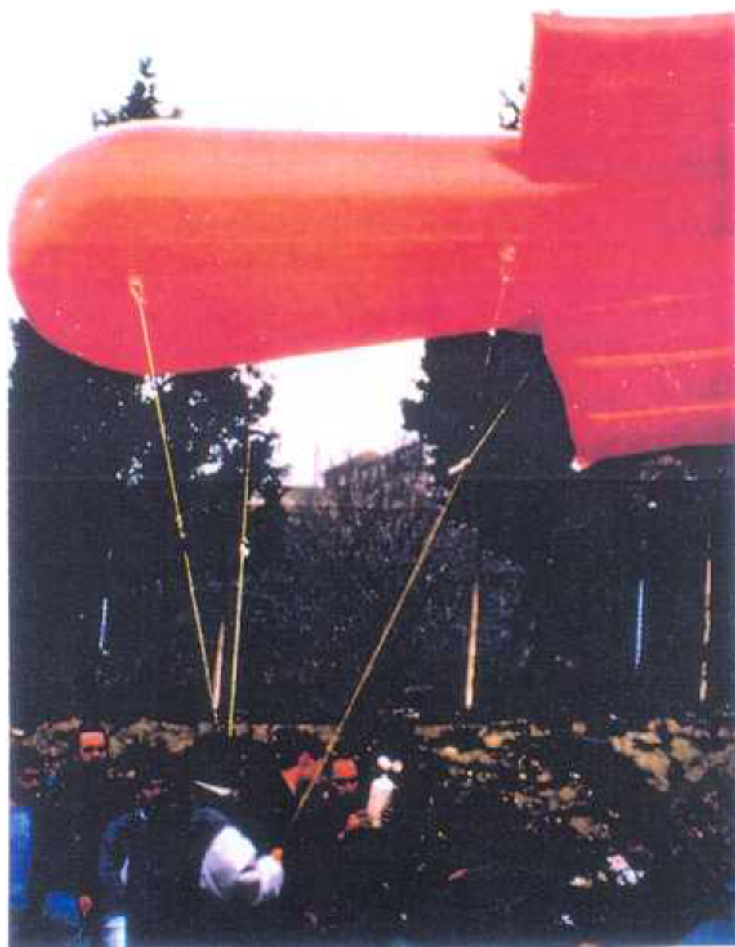


Figura III.3. Equipo de sondeos aerológicos

El globo permanece unido a tierra mediante un hilo ligero y resistente que suele ser de fibra de papel. Este hilo se suelta o recoge por medio de un motor eléctrico que posee un selector para elegir la velocidad de ascenso o descenso del globo. En la figura III.3 se muestra parte de este equipo.

Antes de comenzar el sondeo se introducen en la sonda, mediante una cinta de calibración, los valores de la presión atmosférica del lugar - determinado previamente por medio de un barómetro-, la fecha y hora del lanzamiento del globo y la altitud del lugar de experimentación.

La sonda lleva instalados sensores que permiten medir la presión atmosférica, la temperatura del termómetro seco, temperatura del termómetro húmedo. Así mismo va provista de un anemómetro de cazoletas para la determinación de la velocidad del viento y de una brújula para estimar su dirección. Mediante el software que lleva incorporado y a partir de las magnitudes anteriormente citadas, pueden obtenerse valores de humedad relativa, temperatura potencial, altura a la que se encuentra el globo sobre el suelo y los datos relativos al instante al que corresponden las medidas recibidas.

La precisión de las medidas realizadas por los sensores de la sonda es la que a continuación se detalla:

- Temperatura del termómetro seco y termómetro húmedo con 0.1 °C.
- Presión, medida en milibares, con 0.1 mb.
- Módulo de la componente horizontal del viento con 0.1 m/s.

- Dirección del viento con 5 grados.

A partir de estos datos puede determinarse la altura del globo con un error no superior a tres metros y la humedad relativa con una precisión, en su tanto por ciento, de 0.1.

Los límites dinámicos a los que se refieren las precisiones citadas son que la presión debe cambiar con menos de 0.3 mb/s y la temperatura no debe variar en más de 2 °C/s.

El paquete sensor que asciende con el globo emite un dato de las variables anteriormente citadas cada diez segundos aproximadamente. Puesto que se puede regular la velocidad de ascenso del globo, es posible también obtener datos en altura separados a voluntad. La altura máxima hasta la que asciende el globo, en condiciones meteorológicas adecuadas, depende, obviamente, de la longitud del hilo que lo mantiene unido a tierra, normalmente ésta oscila entre los 1000 y 2000 metros. Pero en muchas ocasiones son otro tipo de condicionantes los que imponen las limitaciones al techo del sondeo. Algunos son de carácter puramente meteorológico, como la existencia de fuertes inversiones que impiden su ascenso; otros vienen marcados por limitaciones dinámicas del propio equipo, como la existencia de vientos superiores a 10 m/s y otros de mera seguridad, como el vuelo de aeronaves en las proximidades del lugar donde se realizaba el sondeo que hacen aconsejable su interrupción inmediata.

Puesto que se pretenden comparar magnitudes medidas o calculadas a través de los datos obtenidos por medio de los

sondeos aerológicos realizados simultáneamente en dos lugares, previamente se efectuaron pruebas, tanto estáticas como dinámicas, de intercomparación entre ambas sondas. Las calibraciones realizadas con posterioridad permiten afirmar que la existencia de valores distintos de las magnitudes determinadas se debe a razones físicas y no es inherente a los aparatos utilizados.

IV. ANALISIS DEL CAMPO DE VIENTO.

IV.1. ANALISIS DE LA DIRECCION DEL VIENTO.

IV.1.1. Introducción.

Uno de los objetivos de esta memoria es estudiar el comportamiento de la atmósfera a ambos lados de un obstáculo montañoso a través de diversos parámetros meteorológicos que la caractericen tanto térmica como dinámicamente o que combinen ambos aspectos.

Como se citó en la introducción de este trabajo, y que posteriormente serán examinados en profundidad, son muy numerosas las estructuras meteorológicas que tienen lugar en la ladera de sotavento de una montaña y no en la de barlovento. Parece claro, por tanto, que un primer paso en esta investigación sea analizar las direcciones del viento para cada uno de los días en los que se realizaron campañas de medidas mediante sondeos aerológicos con globo cautivo. Este análisis permitirá clasificarlos en días correspondientes a direcciones en el viento consistentes a lo largo del periodo de observación y aquellos en los que no existe una dirección de viento definida, es decir, que no corresponden a un régimen general de vientos, sino que ésta obedece a fenómenos relacionados con características topográficas locales. En el primero de los casos, cuando exista dirección definida y sea aproximadamente perpendicular al eje de la estribación montañosa,

se podrá hablar de que un lugar de observación se encuentra situado a barlovento y, lógicamente, el otro está a sotavento de la montaña.

IV.1.2. Variación de la dirección del viento con la altura.

Para cada uno de los sondeos con globo cautivo realizado durante las campañas de medida se procedió a efectuar las correspondientes representaciones gráficas de la dirección del viento frente a la altitud. Del análisis de éstas puede concluirse que únicamente hay dos días en los que la dirección del viento ha sido aproximadamente constante a lo largo de los sondeos que en ese tiempo se realizaron. Para determinar la dirección del viento se ha considerado ésta a partir de una cierta altitud con objeto de que la influencia de los obstáculos junto al suelo fuese mínima.

El primero de éstos días en los que puede hablarse de viento con dirección constante es el día 8 de julio. En las figuras IV.1 a IV.4 se muestran estas representaciones gráficas para cada una de las localidades. En la primera de ellas, que corresponde al sondeo realizado en Burgothondo a las 06:00 h T.M.G., pueden observarse fluctuaciones en la dirección del viento hasta una altura de 500 m sobre el suelo, para mantenerse en torno a 40° , prácticamente, desde 700 m hasta el techo del sondeo. Este comportamiento es similar al detectado durante todo el día, como puede verse en la figura IV.2, que corresponde a las 16:00 h T.M.G., en la que han disminuido las oscilaciones en las capas

bajas, estabilizándose la dirección en torno a 330 °.

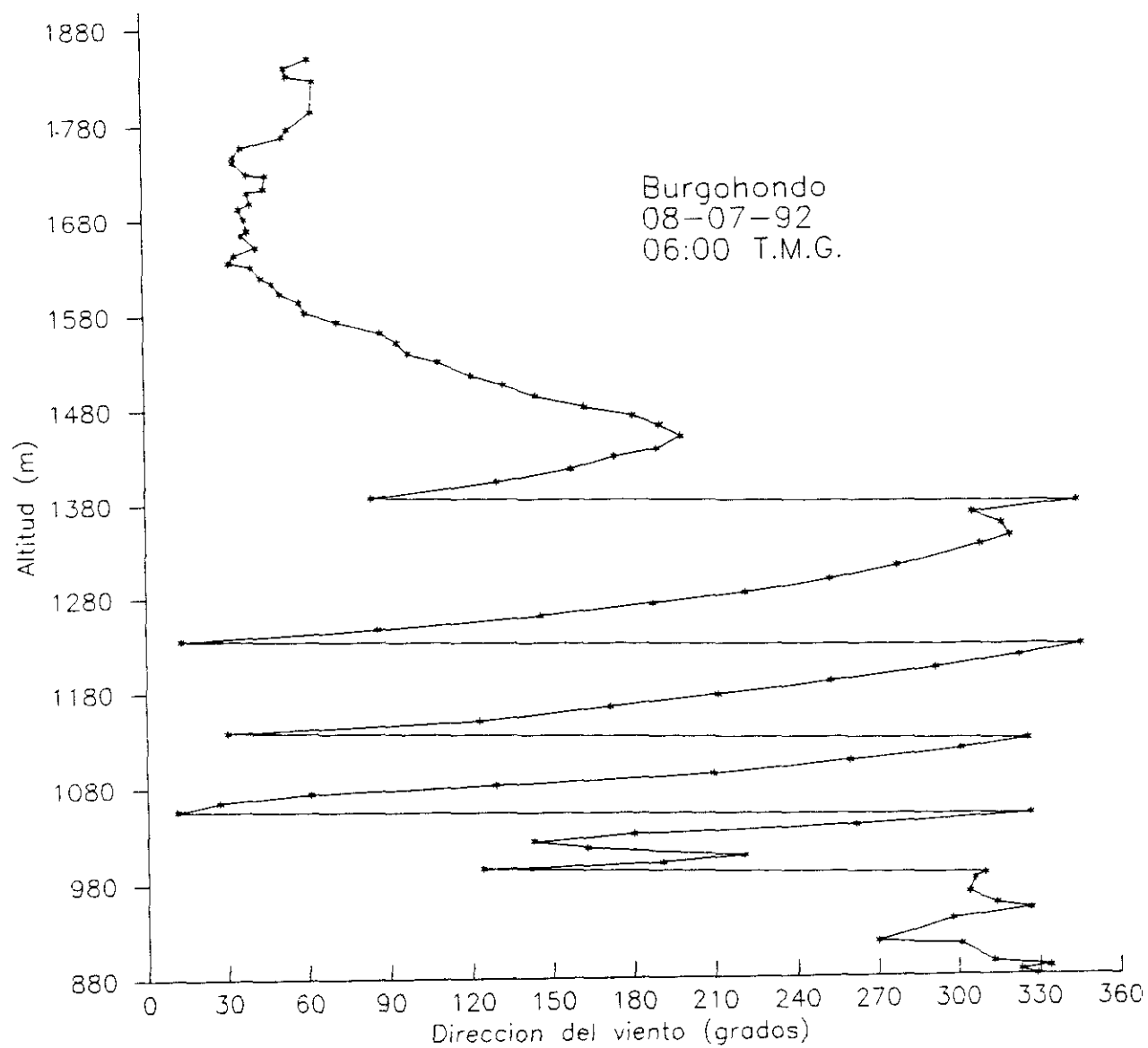


Figura IV.1 Dirección del viento frente a altitud para Burgohondo. Sondeo de las 06:00 T.M.G. del 8 de julio de 1992.

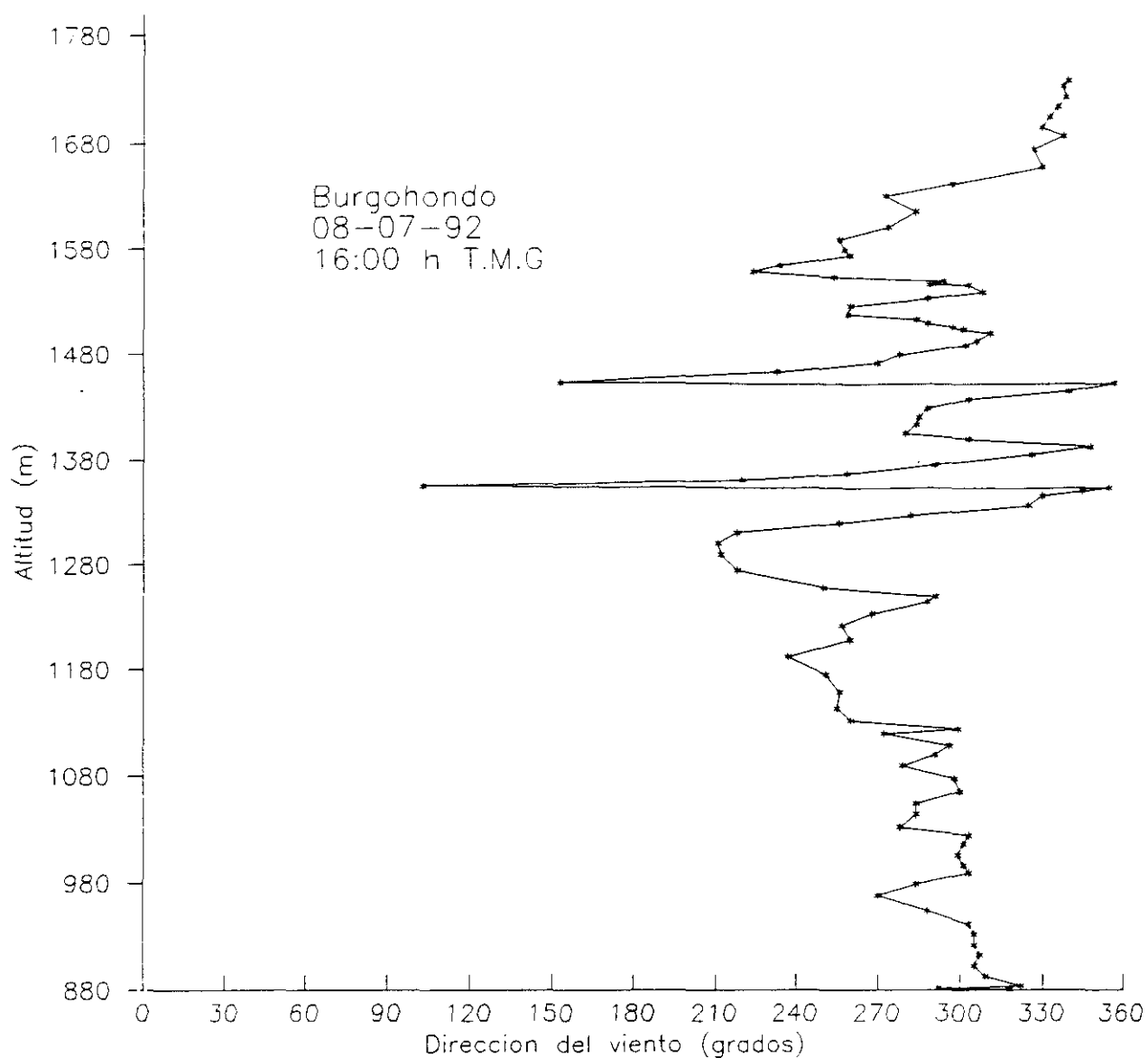


Figura IV .2 Dirección del viento frente a altitud para Burgohondo. Sondeo de las 16:00 T.M.G. del 8 de julio de 1992.

En la figura IV.3 que corresponde a la gráfica del sondeo realizado en Piedralaves ese día a las 06:00 h T.M.G., se aprecia que la dirección del viento es prácticamente constante, salvo junto al suelo y a 900 m, y está en torno a los 100°.

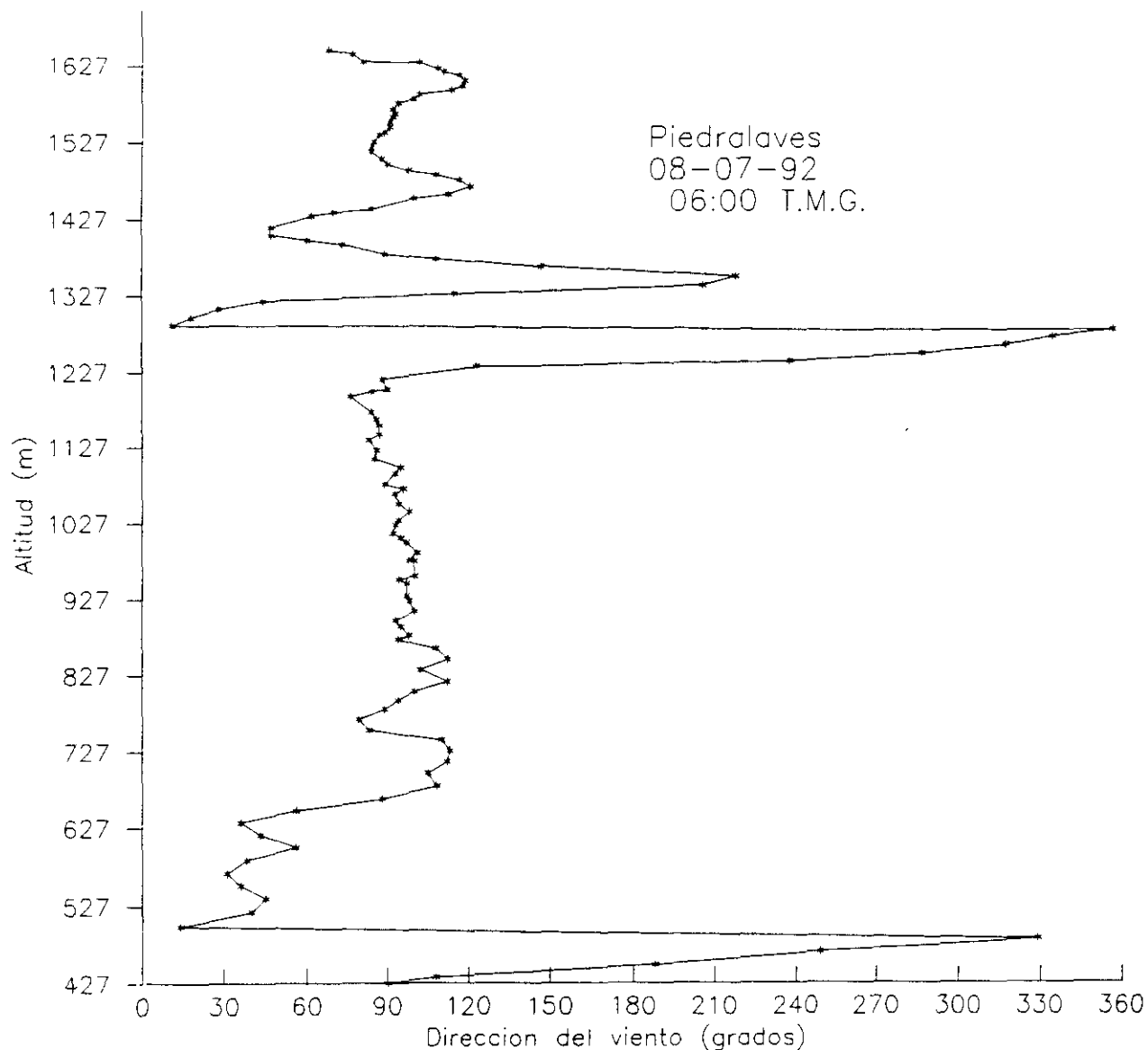


Figura IV.3 Dirección del viento frente a altitud para Piedralaves. Sondeo de las 06:00 T.M.G. del 8 de julio de 1992.

A las 16:00 h T.M.G, la dirección puede considerarse constante con un valor alrededor de 290° , como puede apreciarse en la figura IV.4.

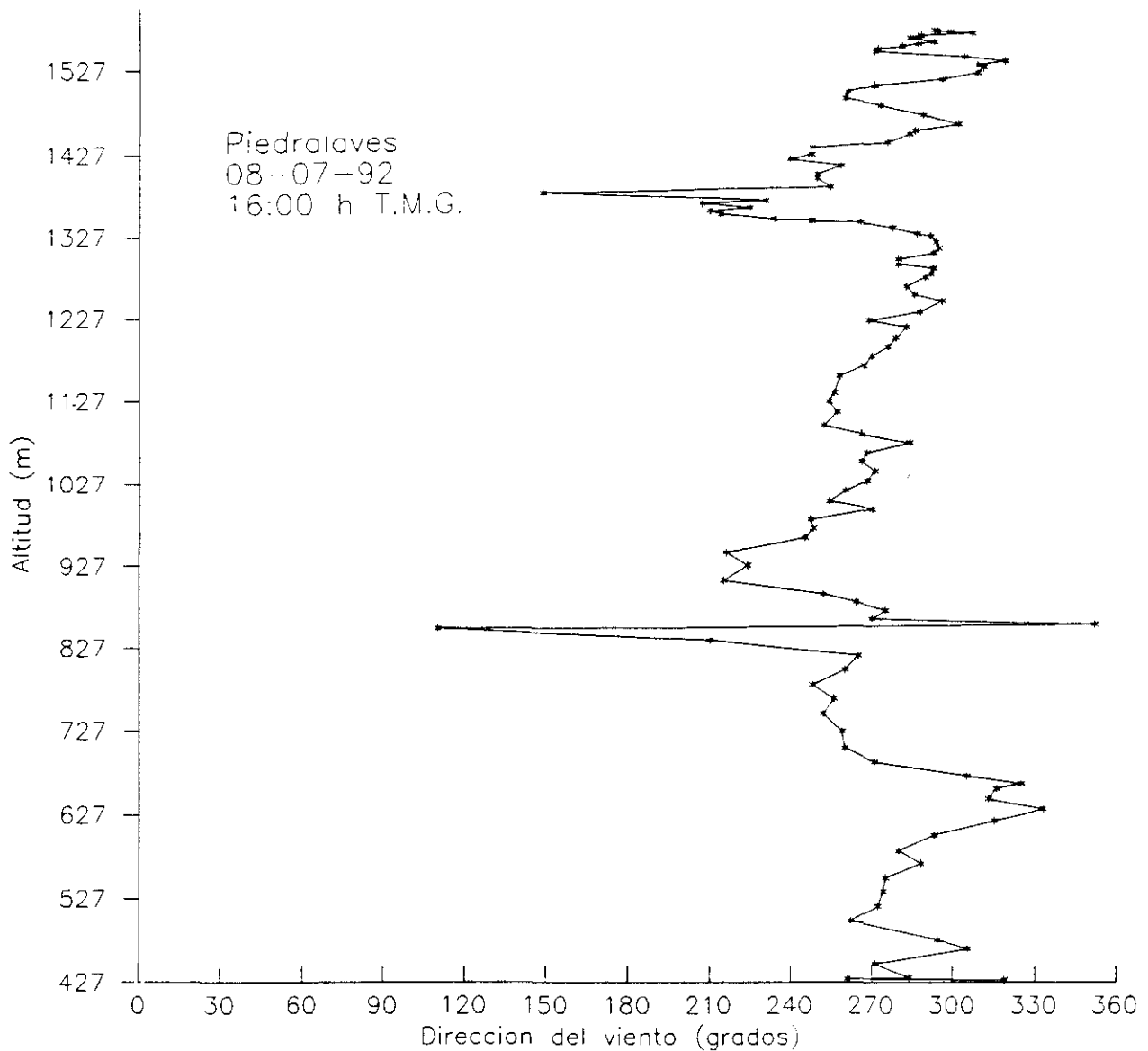
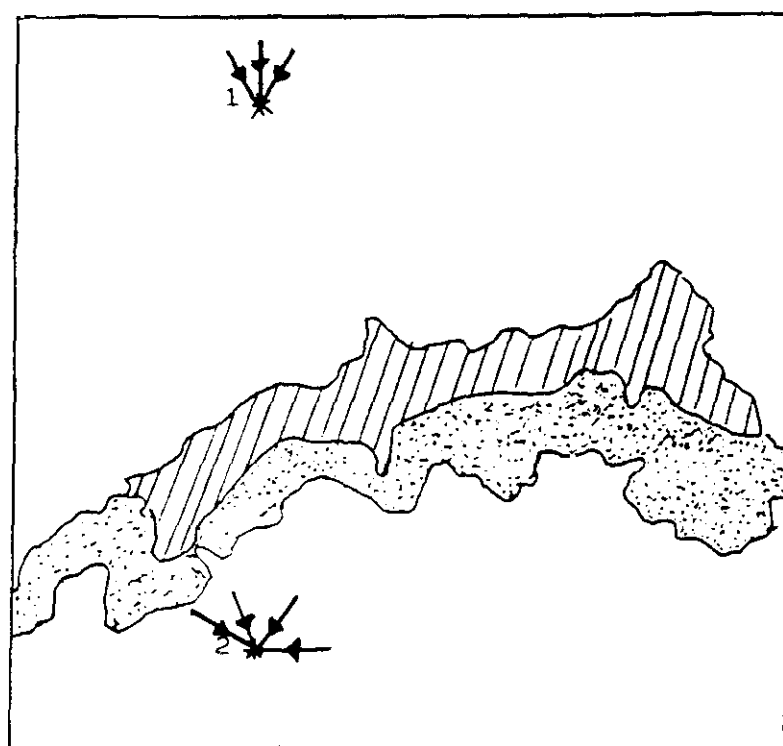


Figura IV.4 Dirección del viento frente a altitud para Piedralaves. Sondeo de las 16:00 T.M.G. del 8 de julio de 1992.

Como resumen de lo anteriormente citado puede concluirse que la dirección del viento en la localidad de Burgohondo oscilaba, a lo largo del día entre 320 y 40°, mientras que en la de Piedralaves lo hacía entre 110° y 290°.

Si se tienen en cuenta la orientación de la cordillera y la de los vientos en altura, se puede afirmar que para este día la localidad de Burgohondo se encuentra a barlovento de los vientos dominantes, mientras que la de Piedralaves está a sotavento. Este hecho aparece reflejado en la figura IV.5.





-  ALTITUDES COMPRENDIDAS ENTRE 1500m y 2000m
-  ALTITUDES COMPRENDIDAS ENTRE 1000m y 1500m
- 1. LUGAR DE REALIZACION DE LOS SONDEOS EN LA CARA NORTE
- 2. LUGAR DE REALIZACION DE LOS SONDEOS EN LA CARA SUR

Figura IV 5. Dirección del viento incidente para las distintas estaciones el día 8 de julio de 1992.

El segundo de los días del total de aquellos en los que se realizaron sondeos del que puede hablarse que existe persistencia en la dirección del viento para todo los sondeos realizados, corresponde al 10 de septiembre de 1992. Si se analizan las gráficas que se muestran en las figuras IV.6 a IV.9 y que

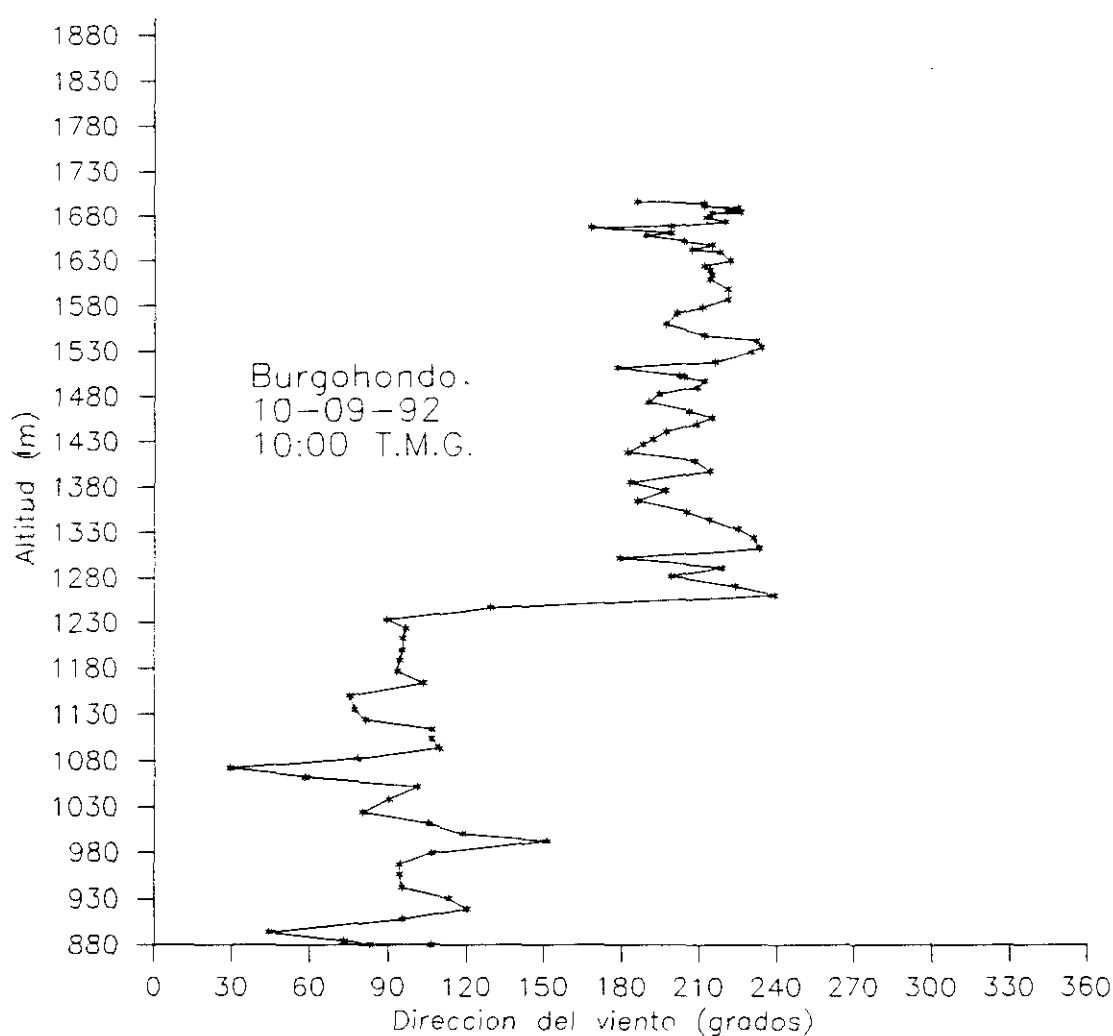


Figura IV .6 Dirección del viento frente a altitud para Burgohondo. Sondeo de las 10:00 h T.M.G. del 10 - 09 -92.

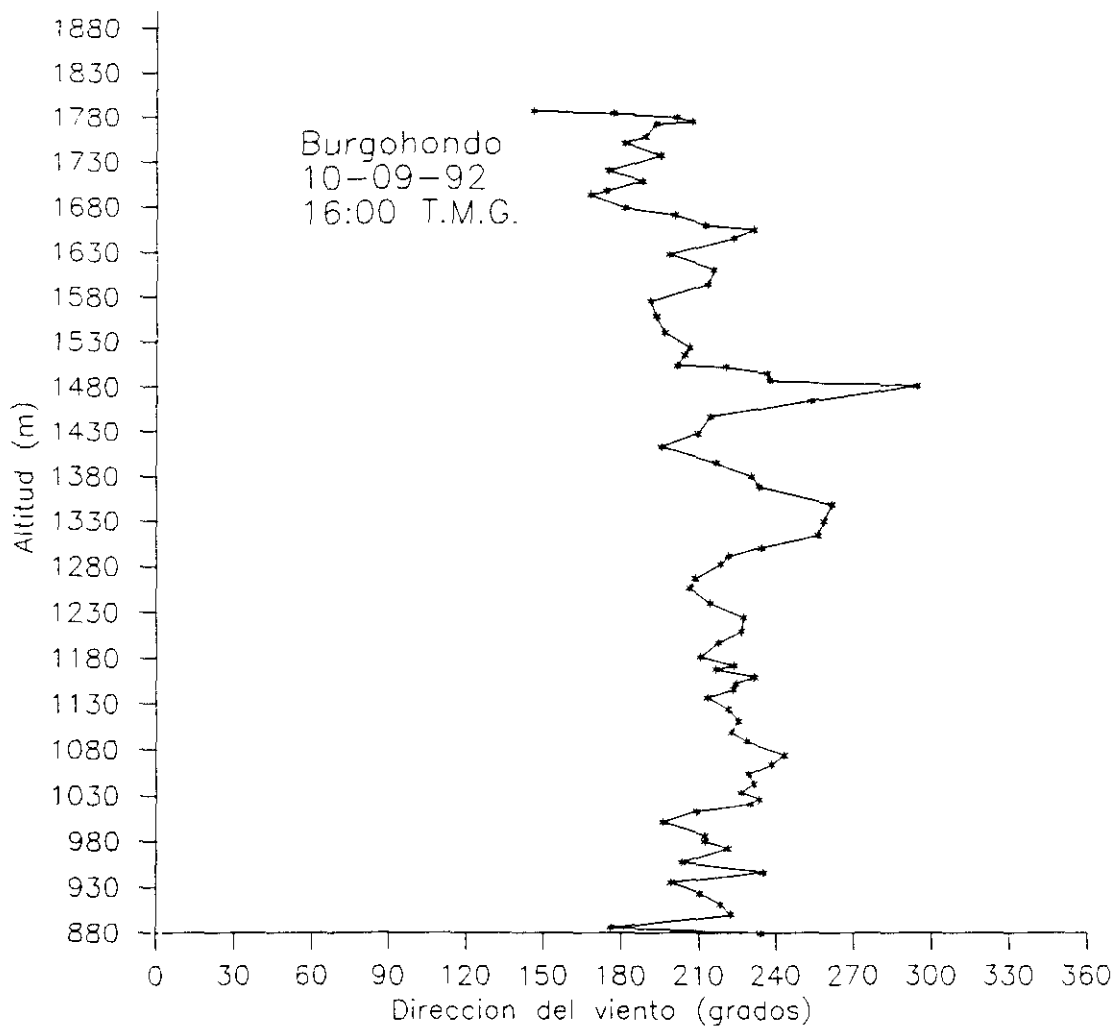


Figura IV .7 Dirección del viento frente a altitud para Burgohondo. Sondeo de las 16:00 T.M.G. del 10-09-92.

corresponden a las sondeos de las 10:00 h T.M.G. y 16:00 h T.M.G. en las localidades de Burgohondo y Piedralaves, puede concluirse que en la primera de ellas el viento en altura oscila entre los 200 y los 210 ° a lo largo del día, mientras que en la segunda lo hace entre 180 y 210°.

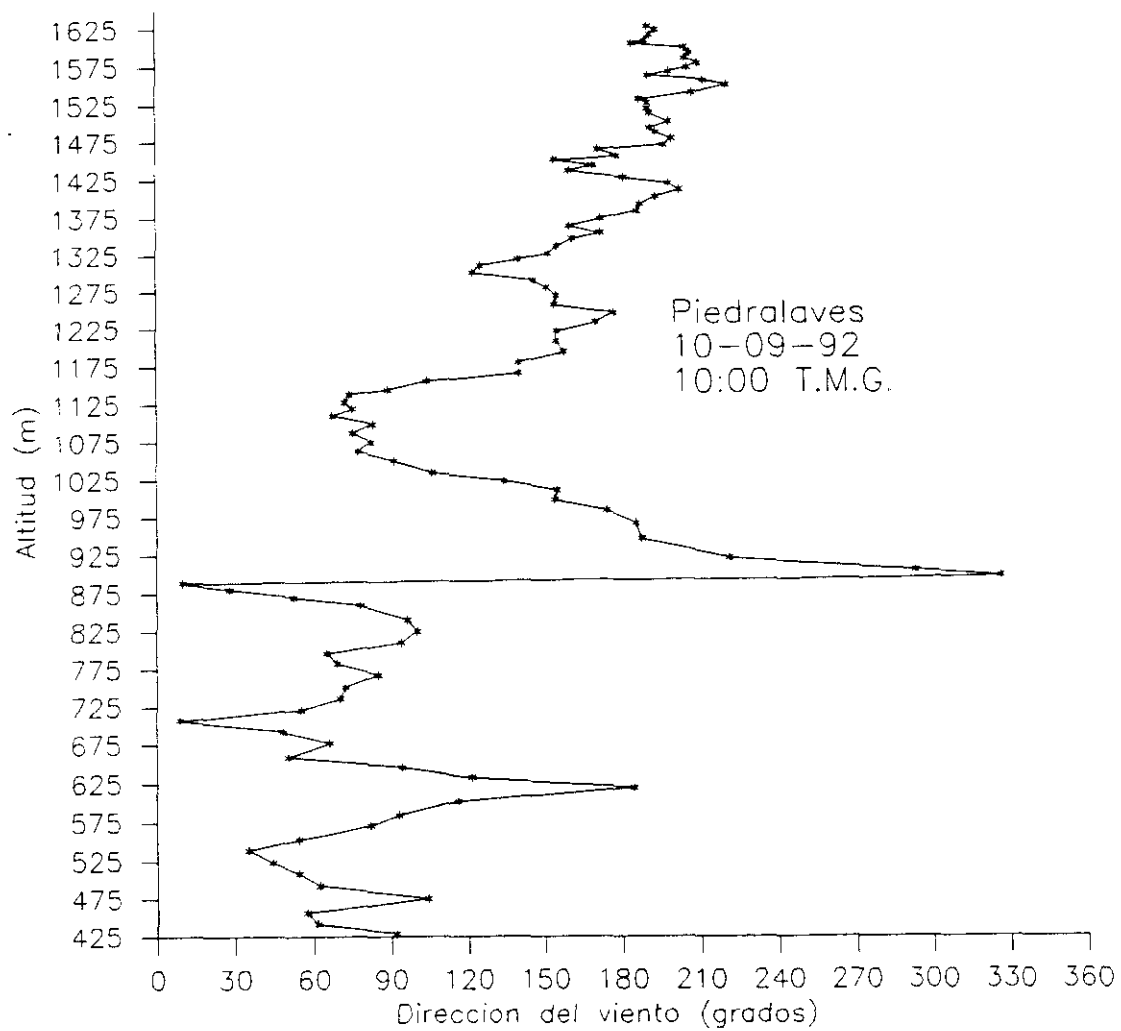


Figura IV.8 Dirección del viento frente a altitud para Piedralaves. Sondeo de las 10:00 T.M.G. del 10-09-92.

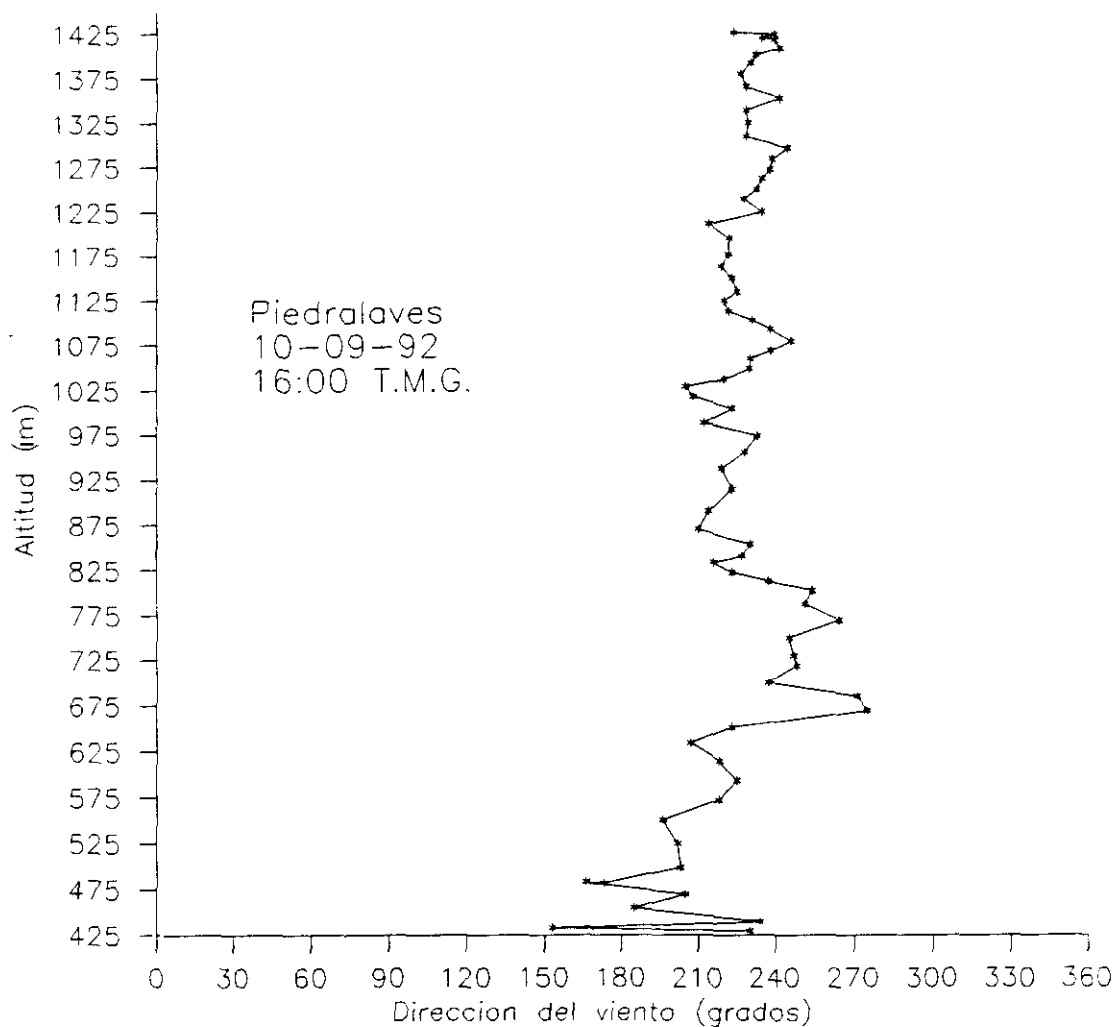
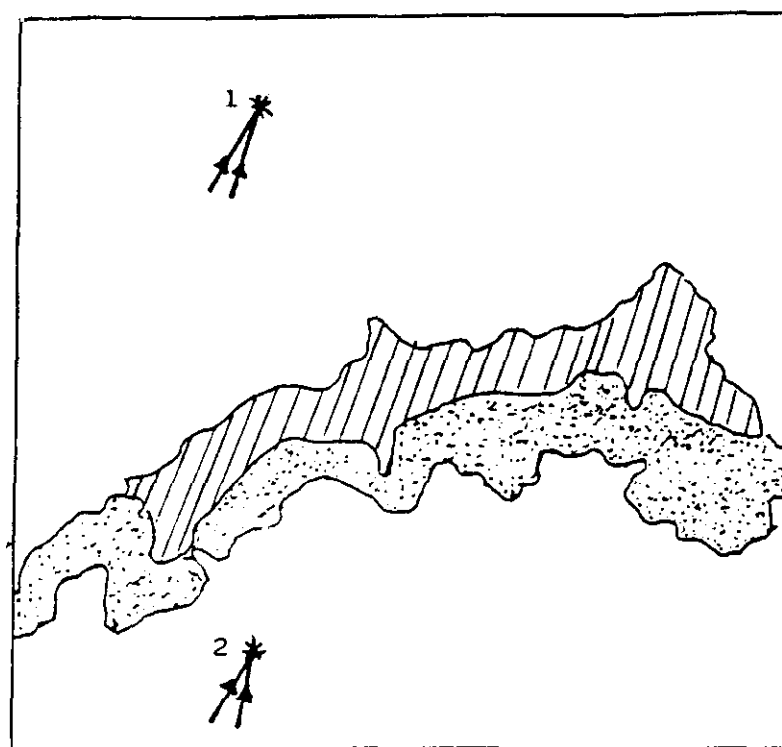




Figura IV.9 Dirección del viento frente a altitud para Piedralaves. Sondeo de las 16:00 T.M.G. del 10-09-92.

Teniendo nuevamente en cuenta la orientación de la cordillera y las direcciones de los vientos medidos en cada una de las estaciones, puede concluirse que para el día 10 de septiembre la localidad de Piedralaves se encuentra a barlovento de los vientos

dominantes, mientras que la de Burgohondo se encuentra a sotavento. En la figura IV.10 se refleja esta circunstancia.



 ALTITUDES COMPRENDIDAS ENTRE 1500m y 2000m

 ALTITUDES COMPRENDIDAS ENTRE 1000m y 1500m

1. LUGAR DE REALIZACION DE LOS SONDEOS EN LA CARA NORTE

2. LUGAR DE REALIZACION DE LOS SONDEOS EN LA CARA SUR

Figura IV.10. Dirección del viento incidente para las distintas estaciones el día 10 de septiembre de 1992.

Este estudio preliminar sobre las direcciones de los vientos incidentes en el obstáculo orográfico va a ser fundamental para el posterior análisis, que a través de diversos parámetros, se realizará sobre el comportamiento de la atmósfera en las

proximidades de una cadena montañosa.

IV.2 MODULO DE LA VELOCIDAD DEL VIENTO.

IV.2.1. Introducción.

La influencia que los obstáculos orográficos tienen sobre el comportamiento de las variables atmosféricas se ha puesto de manifiesto en un gran número de fenómenos relacionados con la meteorología, tal y como se citó en la introducción de esta memoria. Quizá una de las magnitudes que más se ve afectada es la velocidad del viento. La necesidad de conocer su comportamiento, de cara al desarrollo de modelos para su pronóstico o diagnóstico, hace necesario un estudio como el aquí realizado que permita evaluar la representatividad de los datos meteorológicos obtenidos a cierta distancia del lugar donde se pretende implementar el modelo y que serán utilizados como variables de entrada.

En este apartado se analizará la influencia que una cadena montañosa tiene sobre el módulo de la velocidad del viento. Para ellos serán objeto de estudio los siguientes aspectos:

En primer lugar se investigará, por medio de las medidas del módulo de la velocidad horizontal del viento (U) obtenidas con los sondeos aerológicos simultáneos realizados en las dos vertientes de la montaña, la existencia de aceleraciones en la falda de sotavento. A continuación, se analizará la posible existencia de puntos de estancamiento en las laderas de la montaña, tal y como sugieren algunos autores. Para finalizar, se

considerará en qué condiciones pueden extrapolarse los valores de U , por medio de modelos lineales, de uno a otro lugar de observación, así como el posible efecto que la existencia de dirección definida del viento a lo largo del día pueda tener.

Se estudiará, así mismo, la influencia que la elección del espesor del estrato considerado para promediar los valores de la velocidad tiene sobre el comportamiento de esta variable.

IV.2.2. Aceleración del viento en la ladera de sotavento.

Han sido multitud los informes de pilotos que hablaban de la existencia de fuertes vientos en la ladera de una montaña que se encontraba a sotavento de los vientos dominantes. Pero quizás uno de los casos más espectaculares y mejor documentado pueda verse en Lilly (1978), que investigó el origen de una fuerte tormenta de viento sobre Boulder en enero de 1972.

Fueron Klemp y Lilly (1975), ampliando un trabajo de Blumen (1965), los que hicieron un primer intento en este campo. Clark y Peltier (1977, 1979, 1980, 1984) resolvieron numéricamente las ecuaciones del movimiento y a partir de la elección de las condiciones iniciales fueron capaces de evaluar las circunstancias en que se producen las máximas aceleraciones. Pero quizás sea el trabajo de Smith (1985), quien basándose en la ecuación de Long (1955) para ondas de montaña, y teniendo en cuenta las simulaciones de Peltier y Clark (1979), establece una teoría capaz de predecir las condiciones en las que se producirán las máximas aceleraciones. Algunos de los resultados de esta

teoría muestran que para determinadas condiciones del viento incidente, estabilidad, y altura de la montaña, vientos incidentes del orden de 20 m/s pueden verse acelerados hasta 80 m/s junto al suelo.

Aunque en las condiciones atmosféricas en las que se han realizado las experiencias de campo no se cumplían los requisitos exigidos por Smith para la producción de fuertes aceleraciones del viento en la ladera de sotavento, si se ha detectado la influencia del obstáculo en las medidas que del módulo de la velocidad del viento se han realizado a ambos lados de la montaña.

Si se realiza un análisis comparativo de los valores de U a un lado y al otro de la Sierra de Gredos se pone de manifiesto que las velocidades del viento medidas en el Aeroclub del Tiétar son superiores, independientemente del espesor del estrato elegido para promediar en altura esta magnitud y que exista o no dirección definida para el viento, a las detectadas en Burghondo. Así, y para los días de la campaña en el mes de julio la velocidad del viento es mayor en Piedralaves que en Burghondo el 68% de las veces para los espesores de 50 y 200 m y del 74% si éste es de 100 m. Si se analizan únicamente los datos correspondientes al día 8 de julio, es decir, cuando Piedralaves estaba a sotavento del obstáculo orográfico, este porcentaje asciende al 75% para 50 m, al 90% para 100 m y el 95% para 200 m. Los valores de la velocidad del viento medidos en Piedralaves son un 64% superiores a correspondientes a la misma altura en Burghondo. Estos resultados son concordantes, cualitativamente,

con la aceleración que las teorías antes citadas manifestaban.

Sin embargo, cuando se estudian los datos de U correspondientes al mes de septiembre se observa que éstos siguen siendo mayores en Piedralaves que en Burgohondo, si bien en menor proporción, ya que oscilan entre el 60% y el 70%, según los distintos espesores. Al comparar los valores del módulo de la velocidad del viento para el día 10 de septiembre en el que la localidad de Piedralaves se encontraba a barlovento y la de Burgohondo a sotavento, se debería haber detectado, según las teorías anteriores, un aumento de la velocidad del viento en la ladera de sotavento y este hecho no se ha observado. Una posible explicación de este fenómeno puede estar en la orografía que rodea al lugar de experimentación de Burgohondo. La existencia al norte de esta localidad de la Sierra de La Paramera puede ser la responsable de un efecto de bloqueo en el viento que impida la aceleración que la teoría de Smith predecía y que fue observada cuando la localidad de sotavento se encontraba en un valle despejado como era el caso del Aeroclub del Tiétar.

IV.2.3. Puntos de estancamiento.

Sheppard (1956), utilizando un balance de energía cinética, detectó que para flujos tales que $h > \frac{U}{N}$ siendo h la altura de la colina, U el módulo de la velocidad del viento incidente y N la frecuencia de Brunt-Väisälä, éste no puede elevarse sin que se produzcan los denominados puntos de estancamiento, independientemente de la forma de la colina. Más recientemente el

problema fué investigado por Smith (1988) utilizando la teoría lineal para una colina asimétrica y para un flujo sin cizalla, para más tarde nuevamente Smith (1989) extenderla al caso en el que exista cizalla. De acuerdo con esta teoría existirían dos puntos donde la velocidad del viento disminuye, uno en la ladera de barlovento (B) y el otro en la de sotavento a una altura mayor que el anterior (A). También existiría otro punto crítico (C) situado a sotavento y por debajo del A en el cual la velocidad del viento alcanzaría un máximo.



Figura IV.11. Situación de los puntos críticos según las simulaciones numéricas de Smith.

El punto B debería estar relacionado con la separación de flujo necesaria para que éste bordee el obstáculo en vez de pasar por encima. Esta última idea ha sido expuesta por Hunt y Snyder (1980) y Smolarkiewicz y Rotunno (1990). La formación de puntos de estancamiento puede estar relacionada también con la generación de vorticidad en la ladera de sotavento capaz de crear

remolinos, tal y como han puesto de manifiesto las recientes simulaciones numéricas de Smolarkiewicz y Rotunno (1989) y Crook et al. (1990).

Smith (1993), nuevamente profundiza en el problema elaborando una teoría en la que se introducen aspectos de no linealidad. Algunas de las diferencias encontradas entre ambas teorías estriban en los valores críticos del número de Froude para los que se produce el estancamiento que para la teoría lineal está alrededor de 0.7 y si se introducen aspectos no lineales alcanza el valor de 0.9. Pero quizá lo más sorprendente es que los efectos no lineales suprimen el punto de estancamiento B en la ladera de barlovento.

Con estos comentarios se han querido subrayar varios aspectos. Por un lado evidenciar que se trata de un problema tremendamente actual, la última teoría de Smith es de junio de 1992 y publicada en este mismo 1993. Por el otro poner de manifiesto que todos los desarrollos teóricos se efectúan a partir de simulaciones numéricas con ordenador y en el mejor de los casos por medio de experimentos de laboratorio. Se pretende en este apartado exponer los resultados que, como consecuencia de las medidas realizadas en la atmósfera, se han obtenido sobre la existencia y evolución de los denominados puntos de estancamiento.

Del total de los días en los que se realizaron observaciones y existía una dirección del viento definida, se ha elegido el correspondiente al día 8 de julio de 1992 como el más representativo para mostrar el fenómeno que se está analizando.

El régimen de vientos de este día hacía que la estación de Burgoondo se encontrase a barlovento de los vientos dominantes y la de Piedralaves estuviese a sotavento. Esta elección se basa en el hecho anteriormente comentado de que el valle en el que se encuentra el Aeroclub del Tiétar está libre de obstáculos que pudieran influir en la detección de los fenómenos que se intenta analizar y, por lo tanto, más fácilmente observables.

En la Tabla IV.1 se muestran los valores obtenidos para el número de Froude (Fr) para cada uno de los sondeos realizados este día. Las líneas discontinuas se refieren a inestabilidad global de la atmósfera en la que no es posible calcular Fr . Como ya se comentó Fr es una medida de la tendencia del flujo a pasar sobre el obstáculo o de intentar bordearlo, por lo tanto, a medida que transcurre el día la tendencia del flujo será a pasar sobre la montaña y según lo expuesto, menor será la tendencia a producirse los estancamientos.

Hora	Fr
06:00	0.11
08:00	0.25
10:00	0.38
12:00	---
16:00	---

Tabla IV,1 Valores del número de Froude
para el día 8 de julio de 1992.

En las figuras IV.12 y IV.13 se muestran los perfiles de la velocidad del viento con la altura para cada una de las estaciones correspondientes a los sondeos realizados el 8 de julio de 1992 a las 06:00 h T.M.G.

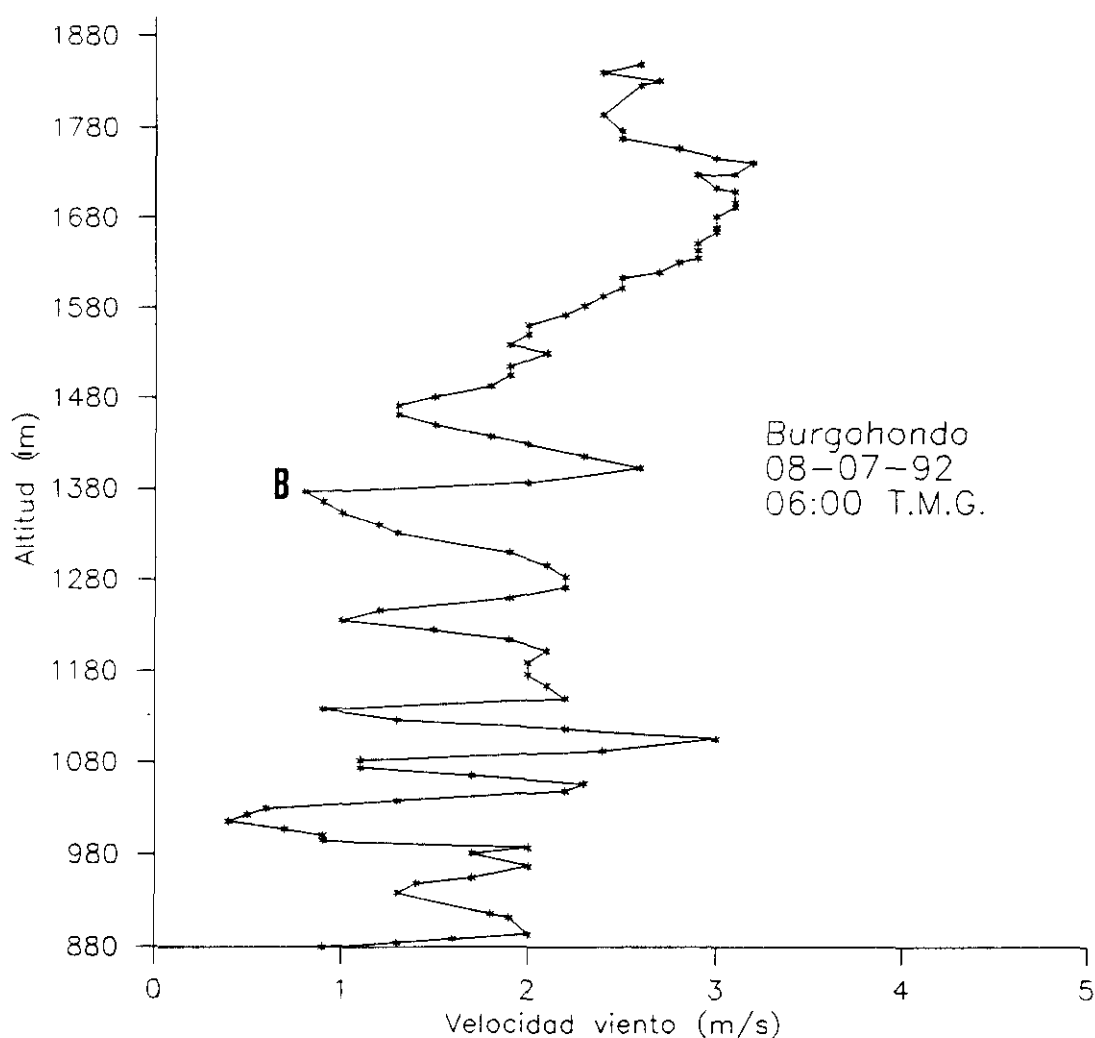
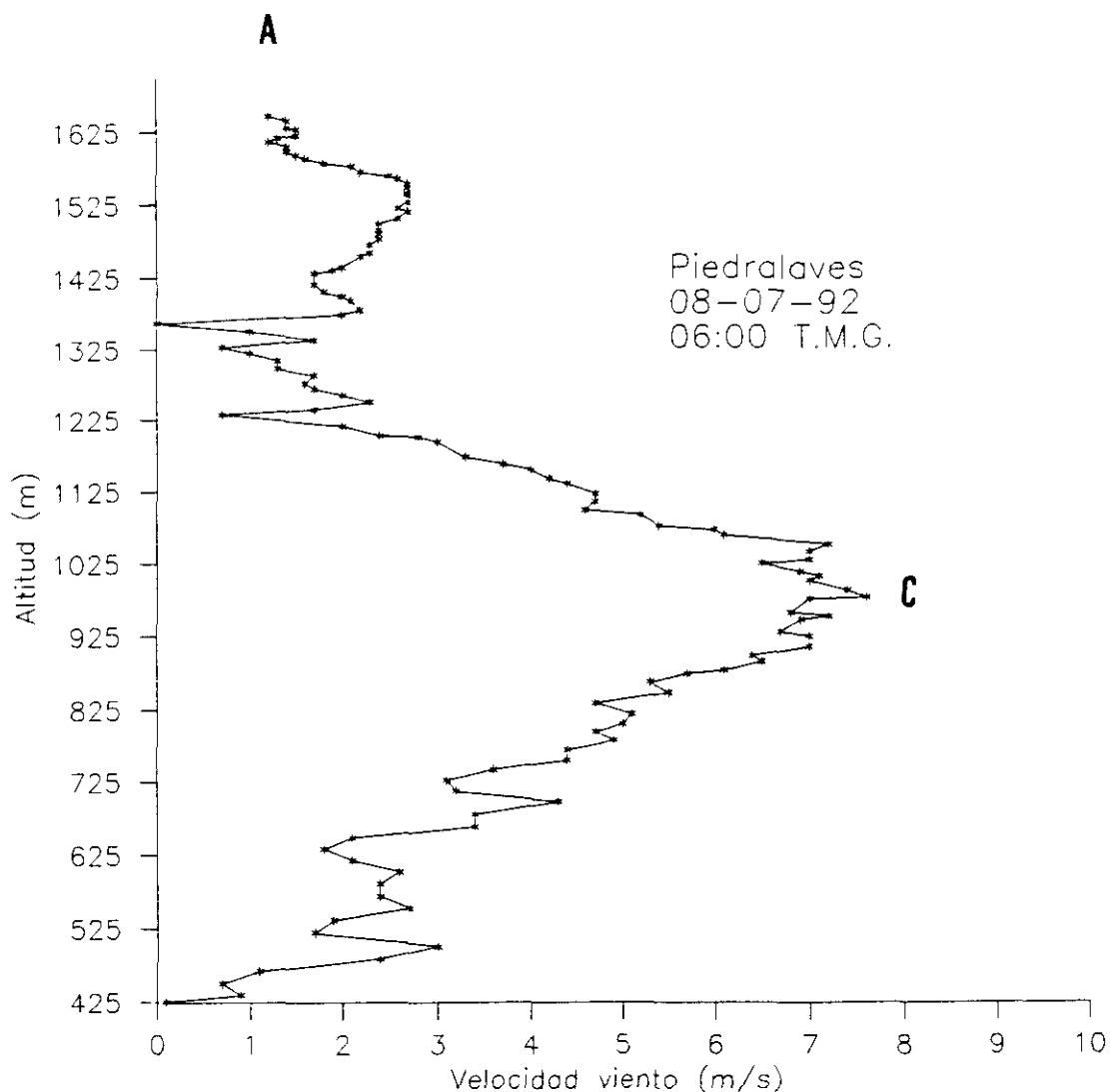


Figura IV.12. Perfil de la velocidad del viento - altura de las 06:00 h T.M.G.del 8 de julio en Burgohondo.

Si se analizan estas gráficas se observa que en el sondeo de Burgohondo, en la ladera de barlovento en esta ocasión, aparecen dos puntos de velocidad mínima del viento. Uno junto al suelo y el otro a una altura de 450 m (B). Si se recuerda que la altura de la montaña es, vista desde este lugar de 1000 m concuerda con las predicciones teóricas de Smith, que situaban este punto de estancamiento, aproximadamente en la mitad de la ladera y con las estimaciones de Peltier y Clark (1979) que situaban este punto a una altura sobre el suelo de $3/4 \cdot 2\pi U/N$, lo que teniendo en cuenta los valores de estas magnitudes obtenidas del sondeo realizado en Burgohondo a las 06:00 T.M.G equivale a 500 m. A partir de aquí el viento, con ligeras oscilaciones comienza a aumentar su velocidad.

En la ladera de sotavento, figura IV.13, llama la atención la existencia de un máximo muy marcado y mantenido entre una altura de 500 y 700 m (C), como la altura de la montaña desde esta vertiente es de 1400 m, este punto de velocidad máxima es prácticamente simétrico al detectado de mínima velocidad a barlovento, lo que concuerda nuevamente con la teoría. A partir de esta altura donde se localiza el máximo la velocidad disminuye lo que es acorde con la situación del punto de estancamiento en la ladera de sotavento que estaría, según las simulaciones, por encima del techo del sondeo (A).



**Figura IV.13. Perfil de la velocidad del viento - altura
de las 06:00 h T.M.G.del 8 de julio en Piedralaves.**

En las figuras IV.14 y IV.15 se encuentran representados los perfiles de viento correspondientes a los sondeos de las 08:00 h T.M.G en ambos lugares de observación. El comportamiento de éstos es similar al de las 06:00 h T.M.G., si bien se aprecian dos características que conviene destacar. La primera es que los perfiles se han suavizado, es decir, en el punto de estancamiento en la ladera de barlovento (B), el módulo de la velocidad es superior al de las 06:00 y el máximo en la de sotavento (C) es

inferior al correspondiente al anterior sondeo. Si se tiene en cuenta que el número de Froude ha aumentado y, por tanto, la capacidad del flujo para rebasar el obstáculo, estos aspectos son, por tanto, concordantes con lo esperado. Cabe reseñar, así mismo, que el punto de estancamiento a barlovento (B) del obstáculo ha ascendido por la ladera de la montaña tal y como debería ocurrir al disminuir la estabilidad de estratificación según Peltier y Clark (1979).

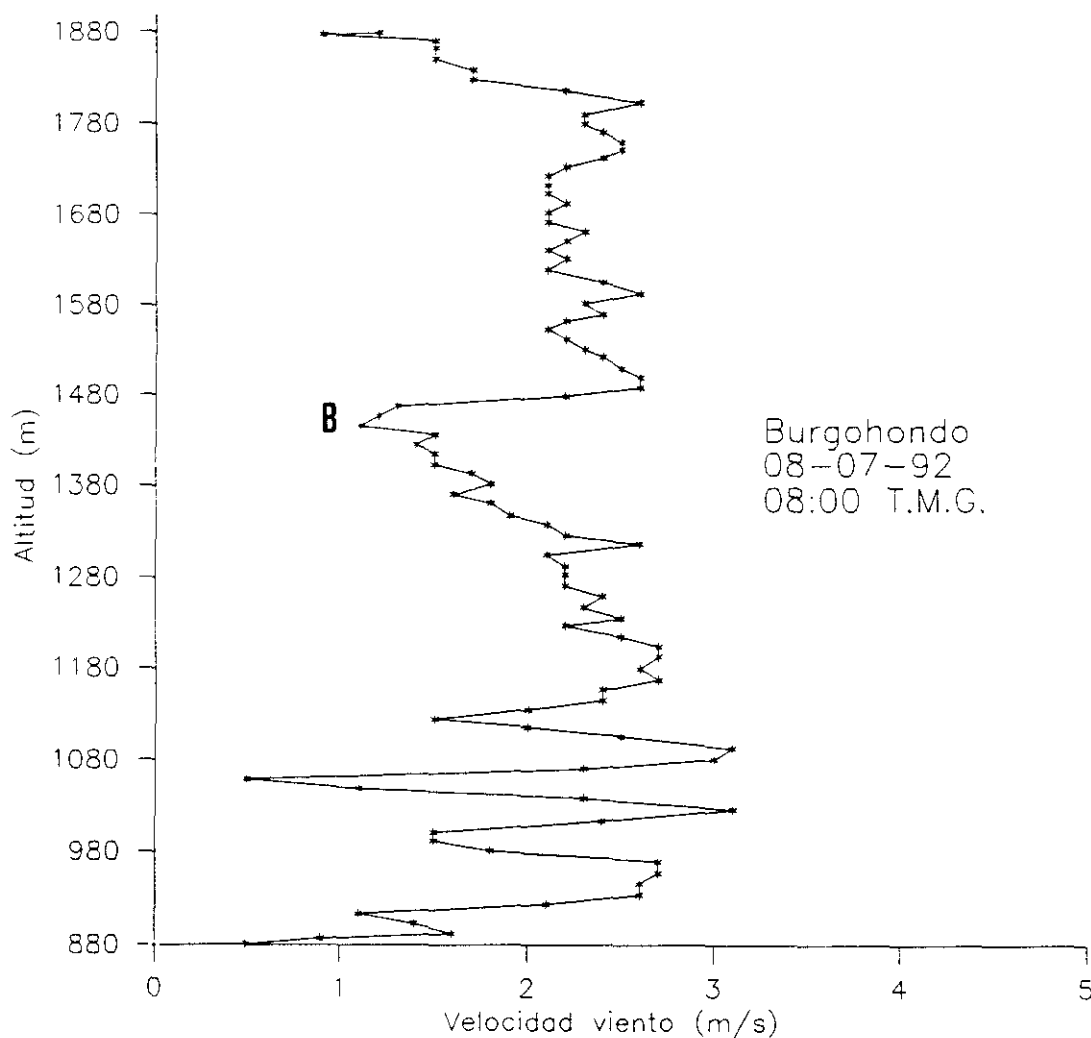
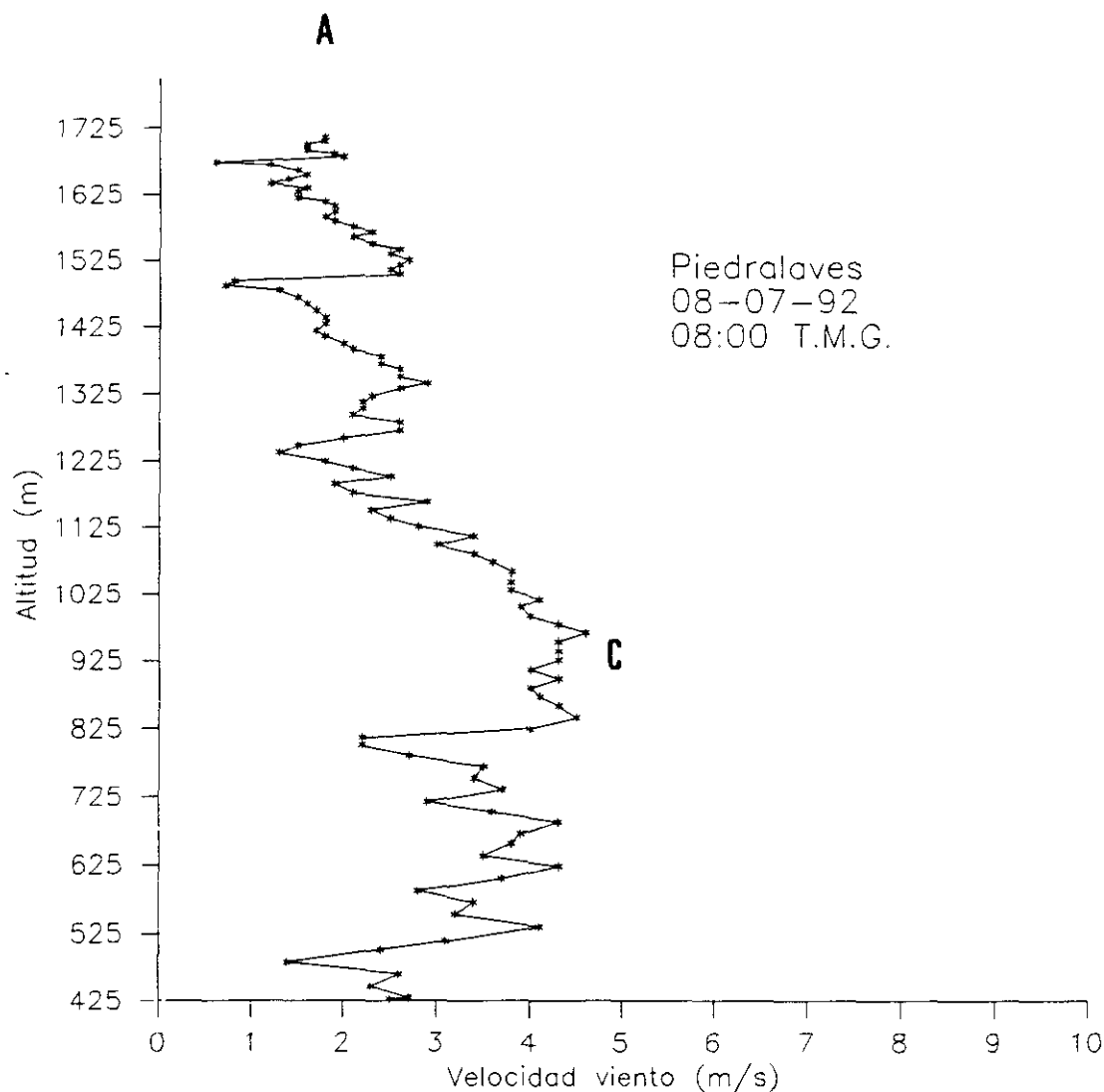


Figura IV.14. Perfil de la velocidad del viento - altura de las 08:00 h T.M.G. del 8 de julio en Burgohondo.



**Figura IV.15. Perfil de la velocidad del viento - altura
de las 08:00 h T.M.G.del 8 de julio en Piedralaves.**

Otro hecho destacable es que al aumentar el techo del sondeo realizado en Piedralaves con respecto al de las 06:00 h se ve reafirmada la tendencia de la velocidad del viento a disminuir al aumentar la altura, con lo que la hipótesis de la existencia del

punto de estancamiento situado en la ladera de sotavento (A) y por encima del pico de la montaña se ve reforzada. En las figuras IV.16 y IV.17 se muestran los perfiles correspondientes a los sondeos de las 10:00 h T.M.G.

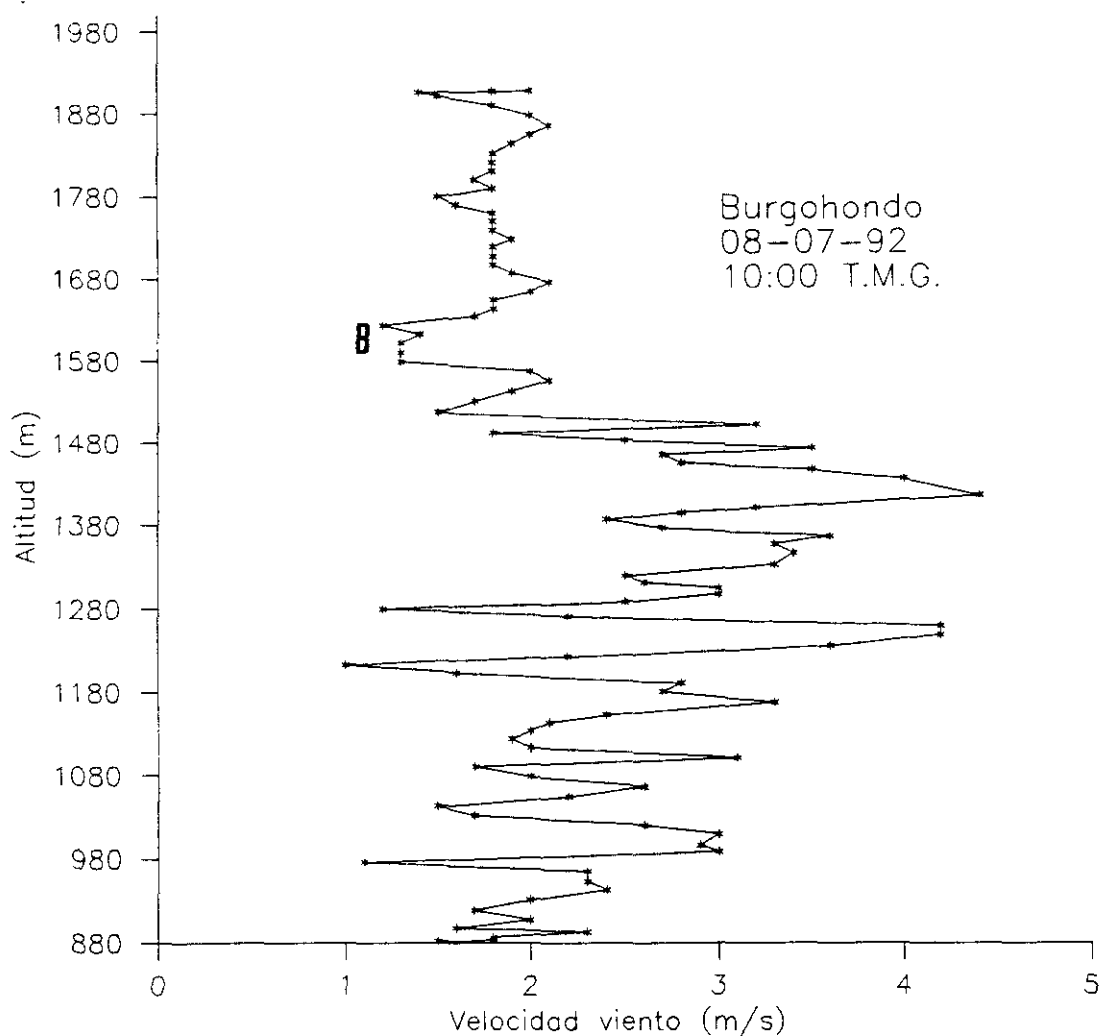


Figura IV.16. Perfil de la velocidad del viento - altura de las 10:00 h T.M.G. del 8 de julio en Burgohondo.

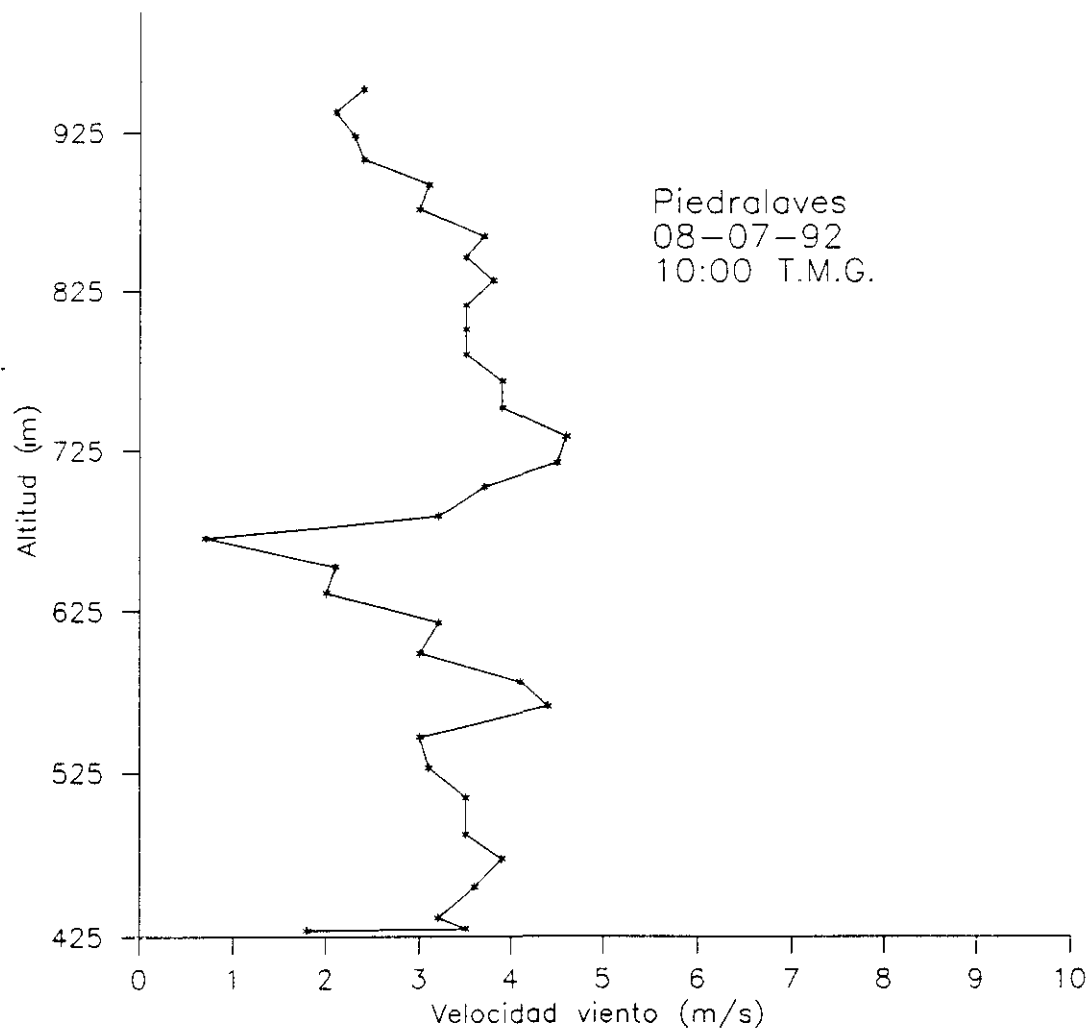


Figura IV.17. Perfil de la velocidad del viento - altura
de las 10:00 h T.M.G.del 8 de julio en Piedralaves.

Los resultados del sondeo de la estación de Burgohondo merecen análogos comentarios que los realizados para las 08:00. Como novedad, destacar la circunstancia de que la situación del punto de estancamiento en la ladera de barlovento (B) ha continuado su ascenso por esta vertiente. De la gráfica correspondiente al

Como mera comparación en la figura IV.18 se muestra la variación del módulo de la velocidad del viento con la altura para la estación de Burgohondo, a las 12:00 h T.M.G.. La existencia de inestabilidad de estratificación hace que el flujo supere el obstáculo sin mayor dificultad. El perfil de viento que se observa no guarda ninguna relación con los anteriormente comentados.

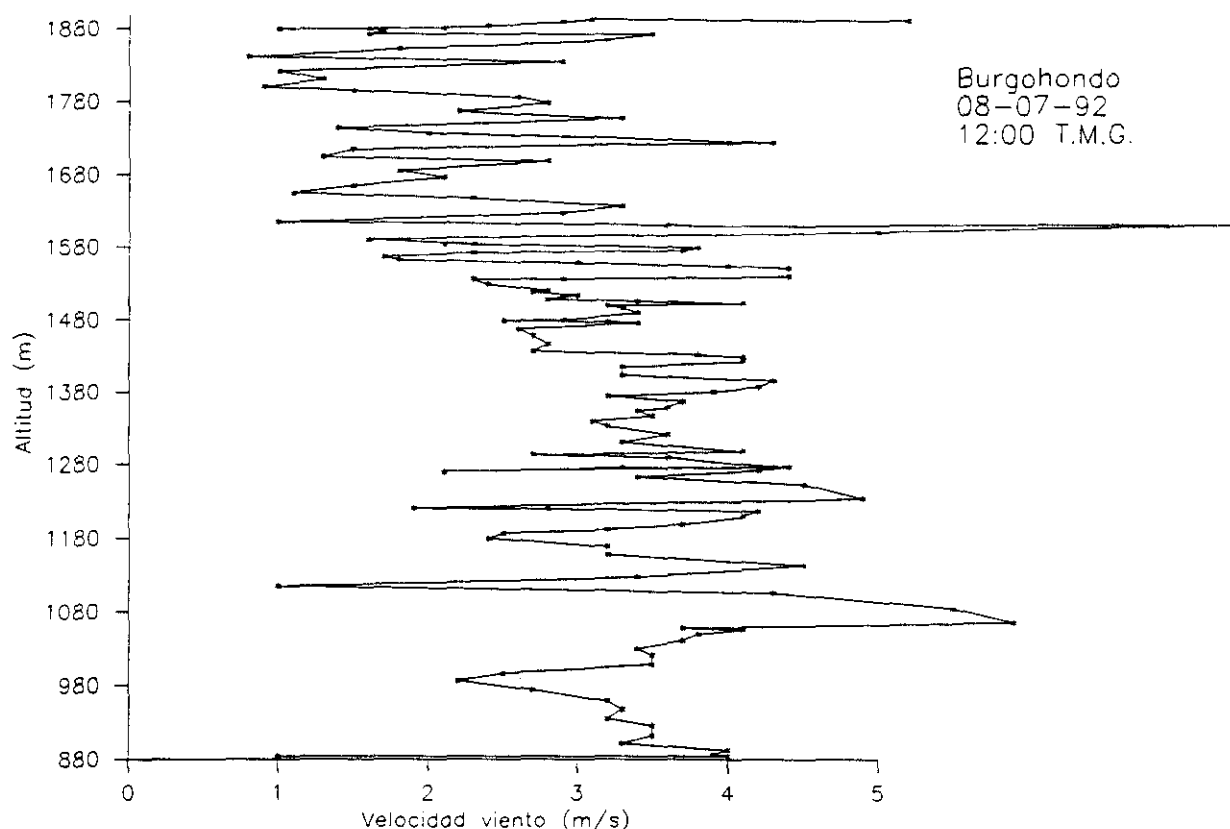


Figura IV.18. Perfil de la velocidad del viento - altura
de las 12:00 h T.M.G.del 8 de julio en Burgohondo.

IV.2.4. Modelos lineales para el módulo de la velocidad del viento.

El siguiente aspecto que se considerará será el análisis de las condiciones en las que los valores del módulo de la velocidad del viento (U) obtenidos en una de las laderas de una montaña son extrapolables a la otra y que espesores de estratos elegidos para promediarlos son los más recomendables.

El mecanismo que se ha utilizado ha sido el de establecer modelos lineales entre los valores del módulo de la velocidad, obtenidos en uno de los lados de la montaña, con los correspondientes a la misma altura medidos en el otro. Para ello se utilizaron los sondeos aerológicos con globo cautivo que se realizaron en los lugares de experimentación de Burgohondo y Piedralaves durante las campañas de medidas de variables meteorológicas realizadas durante el verano de 1992. Dichos valores de U se obtuvieron calculando el valor medio que tomaba esta magnitud en estratos de espesor variable.

Como consecuencia lógica de los apartados anteriores correspondientes a este capítulo, cabe pensar que la existencia o no de flujo definido en la dirección del viento a lo largo del día influirá en el comportamiento del viento ahora estudiado. Para cuantificar este efecto se establecerán los citados modelos lineales en varias circunstancias. En primer lugar para todos y cada uno de los sondeos realizados durante las campañas. Más tarde se excluirán los días correspondientes a flujos definidos en la dirección del viento y para finalizar se analizarán por

separado aquellos en los que existía el citado flujo.

En la Tabla IV.2 se muestran los resultados de las correlaciones obtenidas en el primero de los supuestos, es decir, cuando se consideran todos los valores del módulo de la velocidad del viento.

Espesor del estrato	Número de puntos	Coefficiente de correlación	Nivel de signif.
50 m.	394	0.36	99%
100 m.	193	0.37	99%
200 m.	90	0.40	99%
300 m.	58	0.42	99%

Tabla IV.2 Coeficientes de correlación de los modelos lineales para U considerando todos los sondeos realizados.

En ella aparecen el espesor del estrato, el número de valores de U considerados, el coeficiente de correlación de la regresión y el nivel de significación del citado coeficiente utilizando el test de χ^2 . Como puede observarse, independientemente del estrato elegido, la correlación es significativa al 99%.

Sin embargo, si los modelos lineales se establecen únicamente

entre los valores calculados a partir de los datos de los sondeos correspondientes a los días de flujo definido las correlaciones no son significativas al nivel del 95% para ninguno de los días sin importar el espesor del estrato, tal y como aparece en las Tablas IV.3 y IV.4.

Espesor del estrato	Número de puntos	Coefficiente de correlación	Nivel de signif.
50 m.	80	0.11	NO 95%
100 m.	40	0.10	NO 95%
200 m.	18	0.16	NO 95%
300 m.	12	0.26	NO 95%

Tabla IV.3 Coeficientes de correlación de los modelos lineales para U considerando los sondeos del 8 de julio.

Si se comparan los valores de los coeficientes de correlación para uno y otro día se observa que su valor es prácticamente el mismo para los estratos de 50 y 100 m y se muestran las mayores diferencias entre los de 200 m. Para este espesor se observa que, en los valores correspondientes al 10 de septiembre, se se rompe la tendencia a aumentar el coeficiente de correlación a medida

Espesor del estrato	Número de puntos	Coefficiente de correlación	Nivel de signif.
50 m.	79	0.11	NO 95%
100 m.	39	0.11	NO 95%
200 m.	18	0.10	NO 95%
300 m.	11	0.23	NO 95%

Tabla IV.4 Coeficientes de correlación de los modelos lineales para U considerando los sondeos del 10 de septiembre.

que disminuye el número de puntos entre los que se ha establecido la correlación, es decir, que las mayores diferencias entre los valores del módulo de la velocidad del viento en ambas laderas de la montaña se dan cuando el espesor considerado para promediar estos valores es de 200 m.

Si se eliminan de los modelos lineales aquellos datos de U correspondientes a los días de dirección del viento constante, con objeto de evaluar su influencia sobre los resultados de la tabla IV.2, se observa que los coeficientes de correlación de las regresiones son todos significativos al nivel de confianza del 99%, tal y como se manifiesta en la Tabla IV.5.

Espesor del estrato	Número de puntos	Coefficiente de correlación	Nivel de signif.
50 m.	176	0.46	99%
100 m.	88	0.48	99%
200 m.	42	0.60	99%
300 m.	27	0.58	99%

Tabla IV.5 Coeficientes de correlación de los modelos lineales para U excluyendo los sondeos de los días con flujo definido en la dirección del viento.

Es de destacar que cuando el espesor del estrato es de 200 m la correlación es mayor que para 300 m aún cuando sea menor el número de puntos considerados para establecer la regresión.

IV.3 Resumen y conclusiones del capítulo.

En este capítulo se ha abordado la influencia que un obstáculo montañoso tiene sobre el módulo de la velocidad del viento, con dos objetivos claramente diferenciados. Por un lado se han intentado contrastar, por medio de experimentación de campo, los

fenómenos que, teóricamente, por simulaciones numéricas o por medio de experimentos en túneles de viento debían producirse en las laderas de una montaña cuando ésta está sometida a un flujo de viento que incide perpendicularmente a ella. Por otro, se ha evidenciado en qué condiciones son extrapolables los datos del módulo de la velocidad del viento de un sondeo efectuado en una ladera a la otra. El objeto de esta segunda parte es poner de manifiesto la necesidad de utilizar en los modelos matemáticos diseñados para diagnosticar o predecir la dirección del viento en orografía compleja que así lo requieran, datos de sondeos que sean realmente representativos de cada una de las áreas a modelizar.

Las conclusiones que pueden extraerse de este capítulo son las que a continuación se exponen:

1. Del conjunto de los sondeos aerológicos con globo cautivo realizados durante las campañas de medidas de 1992, se han seleccionado aquellos días en los que, analizando la evolución diaria de la dirección del viento, puede hablarse de la existencia de un flujo de viento consistente de dirección perpendicular a la cordillera objeto de estudio. El primero de ellos corresponde al 8 de julio de 1992 en la que, según las direcciones del viento, los sondeos realizados en la localidad de Burgoondo se encuentran a barlovento y los del Aeroclub del Tiétar, en Piedralaves, a sotavento del sistema montañoso.

2. Para el día 8 de julio se detecta un aumento en el módulo de la velocidad en la ladera de sotavento si se comparan con los valores correspondientes a la misma altura medidos en la de

barlovento. Este hecho, concordante con las teorías antes mencionadas, se ve más claramente cuando el espesor del estrato elegido para promediar U es de 200 m. En este caso los valores de U medidos en Piedralaves son el 95 % de las veces superiores a los de Burgohondo.

No se observa, sin embargo, el correspondiente aumento de la velocidad del viento para el día 10 de septiembre en la localidad de Burgohondo, tal y como sugieren la teoría, lo que hace pensar en fenómenos de carácter local que enmascaran el efecto buscado.

3. Se advierte la existencia de un punto de estancamiento en la ladera de barlovento y de uno de velocidad máxima del viento en la de sotavento en los lugares donde pronosticaban las simulaciones numéricas de Smith. Se intuye, por la tendencia del perfil del viento con la altura, la presencia de un punto de estancamiento en la ladera de sotavento sobre la cresta de la montaña, lo que nuevamente es concordante con las simulaciones por ordenador.

4. Si se analiza la evolución de los citados puntos críticos de la velocidad del viento a medida que varía el número de Froude, puede concluirse que los resultados experimentales son acordes con lo teóricamente esperado, es decir, al aumentar los valores de Fr disminuye la tendencia a producirse estancamientos.

5. Si se establecen modelos lineales entre los valores del módulo de la velocidad del viento medidos en una ladera de la montaña, con los correspondientes a la misma altura en la otra, se observa un comportamiento claramente diferenciado entre los días en los que existe una dirección definida del viento de

aquellos en los que no existe tal dirección.

6. Si el flujo del viento incidente es perpendicular a la cadena montañosa, la correlación obtenida no es significativa al 95 % para ninguno de los espesores. Es el de 200 m el que más acusa este hecho.

7. Si se excluyen los días anteriores los valores de los coeficientes de correlación son todos significativos al nivel del 99 %, siendo el que muestra un mayor aumento el correspondiente al espesor de 200 m.

V. PARAMETROS DE ESTABILIDAD.

V.1. INTRODUCCION.

En el capítulo anterior se analizó la influencia que un obstáculo orográfico tienen sobre el módulo de la velocidad del viento y se estudió el papel que en ella desempeña la dirección del flujo incidente, observándose un comportamiento claramente diferente de U en función de la citada dirección y según el espesor de los estratos considerados para promediar los valores del módulo de la velocidad horizontal. A continuación se pretende extender este estudio dinámico de la atmósfera a otros parámetros meteorológicos que tengan en cuenta tanto aspectos puramente térmicos como que conjuguen ambos. Entre los primeros se utilizará la frecuencia de Brunt-Väisällä y como representativos de aquellos que tienen en cuenta tanto variables térmicas como dinámicas se utilizarán el parámetro de Scorer y el número de Richardson.

V.2. Frecuencia de Brunt-Väisällä (N).

Como se puso de manifiesto en el capítulo teórico, la frecuencia de Brunt-Väisällä representa la frecuencia de vibración de una partícula que ha sido separada de su posición de equilibrio en una atmósfera establemente estratificada. Su

cálculo para cada nivel de la atmósfera viene influenciado por el hecho de que el aire se encuentre o no saturado. Si el estrato está saturado el valor de N^2 viene dado por el método de Dudis (1979) y que fue utilizado por Durran y Klemp (1982)

$$N^2 = \frac{g}{T} \left[\frac{dT}{dz} + \Gamma_m \right] \left[1 + \frac{L q_s}{R T} \right] \quad (5.1)$$

en donde Γ_m es el gradiente adiabático de mezcla y q_s es la proporción de mezcla saturada.

Teniendo en cuenta las condiciones meteorológicas y la época del año en las que se realizaron los sondeos aerológicos con globo cautivo, el valor de N que ha sido utilizado es el que viene dado por la expresión (2.28) del capítulo teórico, pero en forma de diferencias finitas para distintos espesores de los estratos atmosféricos considerados.

Se comenzará el estudio analizando el signo de N^2 , ya que según su definición, valores positivos de este parámetro corresponderán a estabilidad de estratificación y valores negativos a inestabilidad. Según éste, y considerando la atmósfera como un sólo estrato que se extiende desde el suelo hasta el techo del sondeo, resulta que del conjunto de los 48 sondeos realizados 16 corresponden a sondeos globalmente inestables. De ellos cinco se dieron en Piedralaves y los otros once en Burghondo. Si se analiza la inestabilidad día a día resulta que ésta es siempre mayor en los sondeos realizados en Burghondo que los que se

llevaron a cabo en el Aeroclub del Tiétar, excepto para el día 8 de julio en el que se dan dos sondeos con valores de N^2 negativos en cada uno de los lugares de observación. La razón de que en este día exista una mayor inestabilidad en Piedralaves quizás pueda atribuirse al denominado efecto de dipolo orográfico. Este consiste en la formación de una zona de altas presiones relativas en la ladera de barlovento y otra de bajas presiones en la de sotavento. Este fenómeno, que ha sido detectado de forma experimental por Reed (1980), Walter y Overland (1982) y más recientemente Mass et al. (1990), podría influir en la tendencia a una mayor inestabilidad detectada en Piedralaves el día en el que el flujo de viento hace que esta localidad se encuentra a sotavento de la montaña.

Siguiendo un esquema análogo al utilizado para el módulo de la velocidad del viento en el capítulo anterior, se establecerán modelos lineales entre los valores de N^2 calculados a partir de los sondeos realizados en una de las laderas de la montaña y los correspondientes a la misma altura obtenidos para la otra vertiente. En primer lugar los modelos se realizarán utilizando, para los distintos espesores de estratos elegidos, todos los sondeos, para más tarde discriminar los correspondientes a los días de flujo definido. En las Tablas V.1 a V.4 se muestran los coeficientes de correlación de los modelos lineales para los distintos valores de N^2 según los diferentes estratos y para los diferentes sondeos realizados.

Espesor del estrato	Número de puntos	Coefficiente de correlación	Nivel de signif.
50 m.	394	0.37	99%
100 m.	193	0.50	99%
200 m.	90	0.67	99%
300 m.	58	0.69	99%
Global	24	0.85	99%

Tabla V.1 Coeficientes de correlación de los modelos lineales para la frecuencia de Brunt-Väisälä en todos los sondeos.

Espesor del estrato	Número de puntos	Coefficiente de correlación	Nivel de signif.
50 m.	176	0.19	NO 95%
100 m.	88	0.25	98%
200 m.	42	0.33	95%
300 m.	27	0.39	95%
Global	11	0.82	99%

Tabla V.2 Coeficientes de correlación de los modelos lineales para N^2 excluyendo los sondeos correspondientes a días de flujo definido.

Espesor del estrato	Número de puntos	Coefficiente de correlación	Nivel de signif.
50 m.	80	0.44	99%
100 m.	40	0.52	99%
200 m.	18	0.84	99%
300 m.	12	0.89	99%
Global	5	0.94	99%

Tabla V.3 Coeficientes de correlación de los modelos lineales para N^2 en los sondeos del día 8 de julio.

Espesor del estrato	Número de puntos	Coefficiente de correlación	Nivel de signif.
50 m.	79	0.53	99%
100 m.	39	0.59	99%
200 m.	18	0.71	99%
300 m.	11	0.70	99%
Global	5	0.81	95%

Tabla V.4 Coeficientes de correlación de los modelos lineales para N^2 en los sondeos del día 10 de septiembre.

Un análisis de la Tabla V.1, que corresponde a los valores de los coeficientes de correlación de los modelos lineales para todos los sondeos aerológicos de la campaña del verano de 1992, muestra que existe correlación significativa al nivel del 99% para todos los estratos. Si se comparan estos resultados con los obtenidos para el módulo de la velocidad del viento se constata que los valores de los coeficientes de correlación son sensiblemente mayores que los obtenidos para U, a excepción de los correspondientes a los estratos de 50m de espesor que prácticamente no varía. Este hecho evidencia una mayor relación entre la estructura térmica en ambas laderas que la encontrada para la dinámica, lo que es acorde con la propia naturaleza de las magnitudes medidas: módulo de la velocidad del viento y temperatura del aire.

La Tabla V.2 muestra los coeficientes de correlación obtenidos cuando se eliminan los días de flujo definido. En ella se pone de manifiesto que su comportamiento es el opuesto al detectado para el módulo de la velocidad del viento. Allí al eliminar de los modelos los datos correspondientes a los días 8 de julio y 10 de septiembre los coeficientes de correlación aumentaban significativamente, en el caso de N^2 éstos disminuyen y de una forma más acusada que el aumento experimentado para U.

Si se comparan éstos resultados con los de las tablas V.3 y V.4 queda patente que la influencia de la existencia de flujo definido en la dirección del viento desempeña un papel fundamental. Una posible razón física a este comportamiento de la

frecuencia de Brunt-Väisällä a ambos lados de una montaña se deba al hecho de que cuando no existe flujo definido son las características topográficas locales las que determinan la estructura térmica de la atmósfera. La existencia de un flujo de dirección constante indica la advección de una determinada masa de aire cuyas características térmicas prevalecerán sobre las posibles diferencias debidas a efectos locales.

Al considerar el comportamiento de los coeficientes de correlación en función de los distintos espesores de los estratos es de destacar que nuevamente el de 200 m es que muestra una mayor oscilación en sus valores dados en las tablas V.1 y V.2. También es importante manifestar la poca variación que se observa para el estrato global. Esto puede estar motivado por un lado por la escasez de datos entre los que se establecen los modelos lineales y por otro por la existencia de fenómenos como la insolación que marcan el comportamiento de la atmósfera a escala global.

V.3 Parámetro de Scorer (l^2).

Anteriormente se ha constatado la influencia que una cadena montañosa tiene sobre parámetros que caracterizan la atmósfera tanto desde un punto puramente dinámico como térmico, llegándose a la conclusión que cuando existe un flujo de viento definido que incide perpendicularmente a la cadena montañosa ambos efectos son opuestos, es decir, que mientras los coeficientes de correlación

de los modelos establecidos entre los valores del módulo de la velocidad del viento en ambas laderas disminuyen los de la frecuencia de Brunt-Väisällä aumentan. Sería interesante, por tanto, estudiar el comportamiento de un parámetro que conjugue tanto aspectos térmicos como dinámicos. En el capítulo teórico se comentó el significado de la ecuación (2.55), y tras el posterior análisis de escala allí realizado, se obtuvo una expresión, la (2.63), para el denominado parámetro de Scorer. Este, además de incluir características atmosféricas térmicas y dinámicas es de especial interés ya que, como se citó en el capítulo teórico, se le puede asociar, en casos de estabilidad de estratificación, una longitud de onda. Si a esto se añade que el citado parámetro juega un importante papel en modelos de diagnóstico del campo de viento en orografía compleja (Fosberg, 1984) que tienen en cuenta a partir de él el transporte vertical de momento de unas a otras capas de la atmósfera, el análisis de su evolución en distintas circunstancias atmosféricas resulta de gran importancia.

La ecuación (2.63), expresada en forma de diferencias finitas, permite calcular, a partir de los datos de los sondeos aerológicos, los valores de l^2 para los distintos estratos.

Desde un punto de vista general el comportamiento del parámetro de Scorer es similar al de la frecuencia de Brunt-Väisällä, si bien es de destacar que los valores que se obtienen en Burgohondo son mayores que los que se dan en Piedralaves, ya que la velocidad del viento, como ya se indicó, es mayor, por regla general, en el Aeroclub del Tiétar, especialmente si se analizan

los valores correspondientes al día 8 de julio en el que esta localidad se encontraba a sotavento de la montaña según la dirección de los vientos dominantes. Así, por ejemplo, y para el espesor de 200 m, el 61 % de las veces los valores de l^2 medidos en Burgohondo superan a los obtenidos en Piedralaves. Este porcentaje asciende hasta el 69 % de las veces el día 8 de julio.

Si se sigue el mismo procedimiento que el utilizado para el módulo de la velocidad del viento y la frecuencia de Brunt-Väisällä y se establecen modelos lineales entre los valores del parámetro de Scorer calculados a partir de los sondeos realizados en ambas laderas, se pueden elaborar las tablas V.5 a V.8 en las que se muestran los coeficientes de correlación para los diferentes espesores y según las distintas direcciones del viento.

Espesor del estrato	Número de puntos	Coefficiente de correlación	Nivel de signif.
50 m.	392	0.22	95%
100 m.	193	0.36	99%
200 m.	90	0.36	99%
300 m.	58	0.42	99%
Global	24	0.62	99%

Tabla V.5 Coeficientes de correlación de los modelos lineales para el parámetro de Scorer en todos los sondeos.

Espesor del estrato	Número de puntos	Coefficiente de correlación	Nivel de signif.
50 m.	175	0.10	NO 95%
100 m.	88	0.15	NO 95%
200 m.	42	0.15	NO 95%
300 m.	27	0.32	NO 95%
Global	11	0.88	99%

Tabla V.6 Coeficientes de correlación de los modelos lineales para l^2 excluyendo los sondeos de los días con flujo definido.

Espesor del estrato	Número de puntos	Coefficiente de correlación	Nivel de signif.
50 m.	80	0.45	99%
100 m.	40	0.64	99%
200 m.	18	0.95	99%
300 m.	12	0.94	99%
Global	5	0.84	95%

Tabla V.7 Coeficientes de correlación de los modelos lineales para l^2 en los sondeos del día 8 de julio.

Espesor del estrato	Número de puntos	Coefficiente de correlación	Nivel de signif.
50 m.	79	0.67	99%
100 m.	39	0.76	99%
200 m.	18	0.89	99%
300 m.	11	0.88	99%
Global	5	0.97	99%

Tabla V.8 Coeficientes de correlación de los modelos lineales para l^2 en los sondeos del día 10 de septiembre.

La tabla V.5 muestra los valores de los coeficientes de correlación de los modelos lineales para la totalidad de los sondeos realizados durante las campañas de experimentación. Todos los coeficientes son significativos al nivel del 99 % como ocurría para el módulo de la velocidad del viento y para la frecuencia de Brunt-Väisällä y sus valores, salvo para el espesor de 50 m, son muy similares a los obtenidos para U y, por tanto, bastante inferiores a los de N^2 . Sin embargo, si se analiza la tabla V.6 y se compara con los resultados expuestos en las tablas IV.6 y V.2 se pone de manifiesto que el comportamiento del parámetro de Scorer es similar al de la frecuencia de Brunt-Väisällä, es decir, que al no existir flujo definido, los

coeficientes de correlación disminuyen apreciablemente llegando a no ser significativos al 95 % excepto para el estrato global. Es de destacar también el hecho de que para el espesor de 200 m la correlación no aumenta comparado con el de 100 m aún siendo el número de puntos entre los que ésta se ha establecido la mitad.

Pero quizás los resultados más sorprendentes en principio en cuanto al comportamiento de l^2 son los que aparecen en las tablas V.7 y V.8. Como se citó anteriormente, el comportamiento de los coeficientes de correlación para los modelos establecidos entre los valores de U y aquellos realizados para los de N^2 es opuesto respecto a los días con flujo definido o no, cabría esperar, por tanto, que al combinar el parámetro de Scorer ambos factores los valores de los coeficientes de correlación estuviesen entre los que muestran las tablas IV.3, IV.4 para U y V.3 y V.4 para N^2 cuando existe un flujo definido. Sin embargo, se observa que los coeficientes para l^2 superan incluso a los de la frecuencia de Brunt-Väisälä independientemente del espesor elegido, siendo el estrato de espesor de 200 m el que presenta una mayor correlación, excepción hecha del estrato global el día 10 de septiembre.

Estos resultados inducen a pensar que el parámetro de Scorer, y en particular el calculado dividiendo la baja atmósfera en estratos de espesores de 200 m, es el más sensible en cuanto a la existencia de un flujo de viento con dirección definida, ya que se puede pasar de un coeficiente de correlación de 0.15 no significativo al 95 % cuando no existe un viento perpendicular a

la cadena montañosa a un coeficiente de 0.95 significativo al 99% cuando se da esta circunstancia.

Una vez más los resultados obtenidos en cuanto al comportamiento de este parámetro manifiestan la escasa validez de los resultados que se pueden obtener al utilizar como datos de entrada de un modelo matemático para diagnóstico o pronóstico del campo de viento en orografía compleja aquéllos que se han obtenido a partir de sondeos aerológicos con globo cautivo realizados incluso a pocos kilómetros de la zona donde se pretende aplicar el citado modelo pero que están separados por una cadena montañosa. El hecho de que el comportamiento observado sea el mismo prácticamente sin importar qué lugar es el que queda a barlovento y cuál es el que está a sotavento, evidencia que las conclusiones obtenidas no dependen de las características topográficas del lugar de observación si no de su ubicación con respecto a la cadena montañosa y a los vientos dominantes.

V.4 Número de Richardson (Ri)

El estudio de los diferentes parámetros que caracterizan la atmósfera tanto desde el punto de vista térmico como el dinámico finalizará con el análisis del comportamiento del número de Richardson. Como es conocido éste se define como

$$Ri = \frac{g}{\theta} \frac{d\theta}{dz} / \left(\frac{du}{dz} \right)^2 \quad (5.2)$$

En la expresión anterior queda claro que este número adimensional está relacionado con la turbulencia atmosférica al introducir el término de cizalla del viento. Sin más que utilizar el método de diferencias finitas la ecuación (5.2) proporciona un método para calcular su valor a partir de los datos suministrados por los sondeos aerológicos con globo cautivo realizados durante las campañas de medidas de variables atmosféricas. Los espesores con los que se ha trabajado en este caso han sido más finos, por la propia definición de R_i , que los utilizados para N^2 y l^2 . Concretamente se calcularon los valores del número de Richardson para estratos de 25 y 50 m de espesor.

Desde el punto de vista de comportamiento general de R_i es de destacar los grandes valores, en valor absoluto, que toma este parámetro como consecuencia de la pequeña cizalla del viento que se registra. No se puede hablar de una u otra ladera en la que éstos sean mayores, ya que un análisis de los R_i calculados para un espesor de estrato de 50 m muestra que el 47 % de las veces los números de Richardson en Burgoñondo son inferiores a los correspondientes a la misma altura obtenidos a partir de los datos de los sondeos realizados en el Aeroclub del Tiétar. Sin embargo, sí se observa un cambio en esta tendencia para el día 8 de julio en la que este porcentaje desciende hasta el 32 %.

Siguiendo un procedimiento análogo al utilizado en los casos anteriores, se establecieron modelos lineales entre los valores del número de Richardson, para alturas semejantes, calculados a partir de los sondeos realizados en ambas laderas de la Sierra de

Gredos. Los coeficientes de correlación de los ajustes lineales citados se muestran en las tablas V.9 a V.12.

Espesor del estrato	Número de puntos	Coeficiente de correlación	Nivel de signif.
25 m.	685	0.03	NO 95%
50 m.	342	0.02	NO 95%

Tabla V.9 Coeficientes de correlación de los modelos lineales para el número de Richardson en todos los sondeos.

Espesor del estrato	Número de puntos	Coeficiente de correlación	Nivel de signif.
25 m.	400	0.08	NO 95%
50 m.	199	0.01	NO 95%

Tabla V.10 Coeficientes de correlación de los modelos lineales para R_1 excluyendo los sondeos de los días con flujo definido.

Espesor del estrato	Número de puntos	Coefficiente de correlación	Nivel de signif.
25 m.	142	0.12	NO 95%
50 m.	72	0.01	NO 95%

Tabla V.11 Coeficientes de correlación de los modelos lineales para R_1 en los sondeos del día 8 de julio.

Espesor del estrato	Número de puntos	Coefficiente de correlación	Nivel de signif.
25 m.	143	0.05	NO 95%
50 m.	71	0.03	NO 95%

Tabla V.12 Coeficientes de correlación de los modelos lineales para R_1 en los sondeos del día 10 de septiembre.

En las tablas anteriores queda patente que en el caso del número de Richardson no existe correlación significativa al 95% en ninguno de los casos analizados. Tampoco se observa un comportamiento diferenciado en los valores de los coeficientes de correlación entre los días en los que existía flujo definido y en los que no como ocurría en el resto de los parámetros estudiados en esta memoria. La razón de este hecho se encuentra en la propia definición de R_i , ya que al introducir el término de la cizalla del viento se están considerando la existencia de estructuras turbulentas que van a estar muy influenciadas por las características topográficas locales del lugar de experimentación.

V.5 Conclusiones del capítulo.

1. Desde el punto de vista del estrato atmosférico que abarca los mil primeros metros sobre el suelo se observa una mayor inestabilidad en los sondeos realizados en Burgohondo que en los correspondientes a Piedralaves, excepción hecha del día 8 de julio en el que esta segunda localidad se encontraba a sotavento de los vientos dominantes. Este fenómeno puede relacionarse con la estructura de dipolo orográfico detectado con anterioridad por otros autores.

2. Independientemente del espesor de los estratos elegidos existe una correlación significativa al nivel del 99 % para los valores de la frecuencia de Brunt-Väisälä calculados a partir de

los datos obtenidos en una u otra ladera de la montaña de experimentación.

3. Cuando existe un flujo incidente con dirección definida y perpendicular al eje de la estribación montañosa, los coeficientes de correlación para N^2 son muy superiores a los correspondientes a los días en los que no se da esta circunstancia. Este comportamiento es contrario al detectado para el módulo de la velocidad horizontal del viento. Son los valores obtenidos para estratos de 200 m de espesor los que muestran una mayor oscilación.

4. Si se analiza el comportamiento del parámetro de Scorer, que conjuga los valores de N^2 y los de U , se observa que los coeficientes de correlación superan incluso a los de la frecuencia de Brunt-Väisälä para aquellos días en los que existía flujo definido, y son sensiblemente inferiores cuando no se da esta circunstancia. Nuevamente, al utilizar estratos de 200 m de espesor las variaciones en los coeficientes de correlación son mayores.

5. El número de Richardson no presenta correlación significativa entre los valores obtenidos a partir de los sondeos simultáneos realizados en ambas laderas de la Sierra de Gredos. No se observa ningún cambio en el comportamiento de este parámetro adimensional al existir o no flujo incidente perpendicular a la estribación montañosa.

6. Las conclusiones anteriores se han obtenido independientemente del lugar de experimentación, por lo que éstas

no dependen de sus características topográficas, si no de su ubicación con respecto a los vientos dominantes y a la cadena montañosa.

7. Por lo hasta aquí expuesto, se puede cuestionar la validez de la utilización de datos de variables meteorológicas, dentro de la capa límite planetaria, en lugares que no estén muy próximos a donde se han realizado las observaciones, especialmente en el caso de terrenos con orografía compleja. No obstante en el caso de que éstas se utilicen con lo citado anteriormente se pueden establecer las condiciones en las que las extrapolaciones son más favorables.

VI. ONDAS Y REMOLINOS A SOTAVENTO DE UN OBSTACULO MONTAÑOSO.

VI.1 INTRODUCCION.

El estudio de las estructuras dinámicas que se producen a sotavento de los obstáculos montañosos ha sido objeto de profunda investigación en los últimos años. Así por ejemplo, Smith (1980, 1988, 1989a, 1989b) sugiere este fenómeno a partir de la teoría lineal para números de Froude suficientemente bajos. Experimentos de laboratorio como los realizados por Brighton (1978), Hunt y Snyder (1980), Castro et al. (1983), Castro (1987) y Rottman y Smith (1989) han puesto de manifiesto la formación de vórtices a sotavento según el flujo incidente, en determinadas condiciones de estabilidad y en función de la altura del obstáculo. También, por medio de modelos numéricos, Smolarkiewicz y Rotunno (1989 a) y, más recientemente, Miranda y James (1992) han simulado las condiciones atmosféricas en las que se producen este tipo de vórtices, analizando su evolución y desarrollo en función del número de Froude. Sobre el origen de la formación de estos remolinos existen diversos puntos de vista . Si bien, en los experimentos de laboratorio los vórtices a sotavento se han atribuido a la separación por medio de fenómenos viscosos del flujo, las simulaciones numéricas anteriormente citadas de Smolarkiewicz y Rotunno, en las que los efectos viscosos eran suprimidos, también daban cuenta de la formación de los remolinos, por lo que según estos autores la viscosidad no puede ser la causa de su generación y la atribuyen a la distribución de

densidades. Otros autores como Smith (1989 b) y Crook et al. (1990) admiten que los efectos disipativos de la ruptura de las ondas de sotavento juegan un papel esencial en la formación de los remolinos.

De lo expuesto en esta introducción hay dos aspectos que necesitan ser destacados. Por un lado, que el estudio sobre este tipo de estructuras está abierto y su origen no está, ni mucho menos, claro, y, por otro, que son inexistentes las observaciones en la atmósfera que, aún desde el punto de vista más simplista, consigan detectar la existencia de remolinos o vórtices a sotavento de una montaña. Es en este último aspecto donde se centrará la investigación que se detalla en este capítulo.

VI.2 DETECCION DE ONDAS A SOTAVENTO.

Con la finalidad de identificar las ondas que se producen en las proximidades de un obstáculo montañoso se ha realizado un estudio desde dos puntos de vista bien diferenciados. Por una parte a través de las observaciones del viento horizontal medidos en diferentes puntos de la vertical y, por otra, a partir de las longitudes de onda asociadas a los parámetros de estabilidad.

VI.2.1 Tratamiento espectral.

Las series a las que se va a aplicar el análisis espectral están constituidas por las observaciones del módulo de la velocidad horizontal del viento que se han medido en la vertical del lugar de observación. Los datos corresponden a los valores de

esta magnitud separados, equidistantemente, diez metros en altura, interpolándose en los casos en los que fuese necesario. Para cada uno de los sondeos realizados los días 8 de julio y 10 de septiembre de 1992, que son en los que existía un flujo incidente de dirección definida, y para cada lugar de observación se han confeccionado las correspondientes series de valores de U. Para la identificación de las correspondientes periodicidades se ha aplicado el método de la Transformada Rápida de Fourier que permite pasar, en este caso, de las velocidades medidas equidistantemente a los números de onda en el espectro de potencias. Con este método se han elaborado los correspondientes espectros de potencias para cada una de las series anteriores, algunos de los cuales aparecen en las figuras VI.1 a VI.6. En ellas, en el eje de abscisas se representa el inverso de las longitudes de onda y en ordenadas la varianza del espectro. Dicha varianza aparece normalizada con objeto de poder establecer comparaciones. Además del espectro de potencias aparece representado el continuo nulo y las bandas de confianza al 90 y al 95 % de significación. El número de valores, N, que constituyen cada serie de datos varía según la altura de ascenso del globo y aparece detallado en cada caso y el número de retardos utilizados para buscar un compromiso de estabilidad fue de $N/4$.

En la figura VI.1 se representa el espectro de potencias correspondiente a la serie de datos obtenida a partir del sondeo

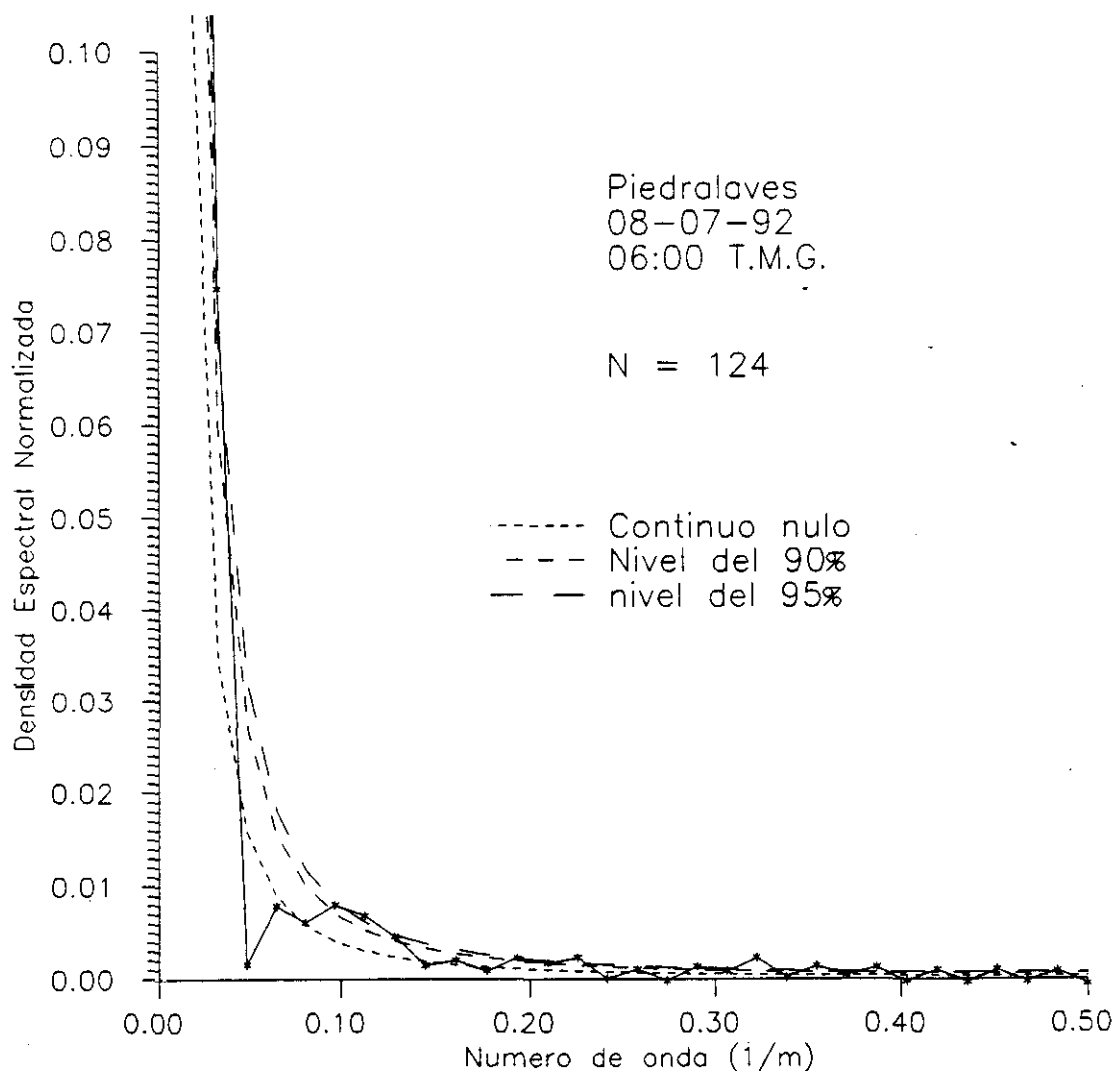


Fig. VI.1. Espectro de potencia para Piedralaves correspondiente a los datos del sondeo de las 06:00 h T.M.G. del 8 de julio.

realizado el 8 de julio en Piedralaves a las 06:00 h T.M.G.. Su aspecto es el de un ruido rojo de Markov, es decir, que se verifica que $r_0^2 \leq r_1^2 \leq r_2^2 \leq r_3^2$ siendo r_0, r_1, r_2, r_3 los coeficientes de autocorrelación en los lags 0, 1, 2, 3 respectivamente. En él aparecen dos periodicidades significativas al nivel del 95 %, una de ellas centrada en 0.24, que corresponde a una longitud de onda de 465 m y la otra en 0.11 representando

una longitud de onda de 88 m. En la figura VI.2, que corresponde al espectro realizado para la serie de datos obtenida a partir del sondeo de ese mismo día y hora en Burgohondo, no aparece ninguna periodicidad significativa al nivel antes citado, siendo su aspecto también de ruido rojo.

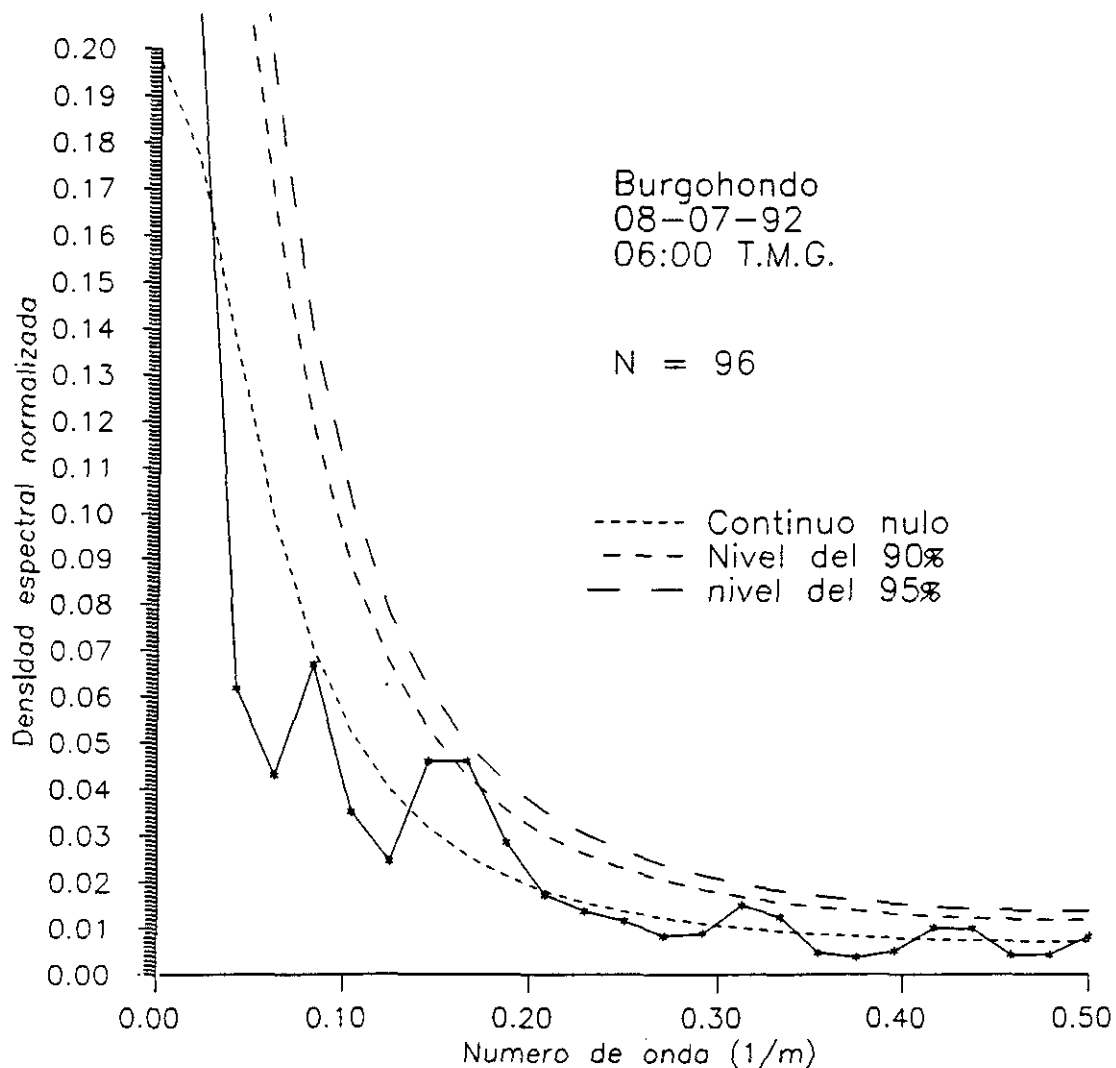


Fig. VI.2. Espectro de potencia para Burgohondo correspondiente a los datos del sondeo de las 06:00 h T.M.G. del 8 de julio.

En la figura VI.3 se muestra el espectro correspondiente a los datos de Piedralaves a las 08:00 h T.M.G., su aspecto sigue siendo de ruido rojo y muestra una periodicidad significativa centrada en 0.37 que corresponde a una longitud de onda de 26 m. Por contra, en el realizado para BurgoHondo a esta misma hora no

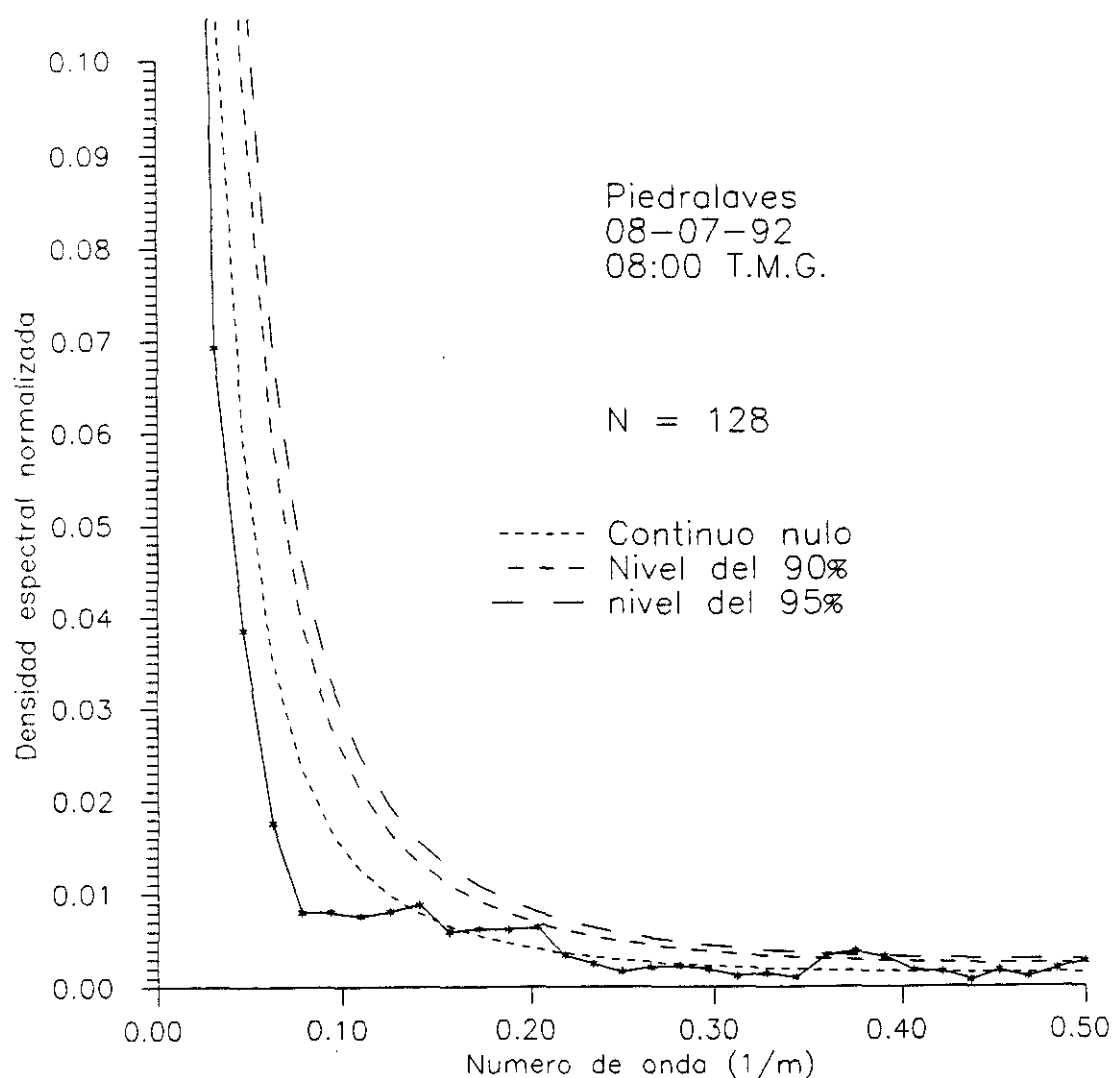


Fig. VI.3. Espectro de potencia para Piedralaves correspondiente a los datos del sondeo de las 08:00 h T.M.G. del 8 de julio.

aparece ninguna periodicidad significativa a ese nivel, tal y como se muestra en la figura VI.4.

En el espectro correspondiente a las 10:00 h T.M.G. para la localidad de Piedralaves se observa una evolución pasando de ser ruido rojo a ruido blanco sin aparecer ningún tipo de periodicidad significativa al 95%. Esto puede atribuirse a una mayor inestabilidad que rompa la estructura ondulatoria anteriormente detectada. Sin embargo, en Burgohondo no se nota ningún cambio con respecto a los representaciones anteriores.

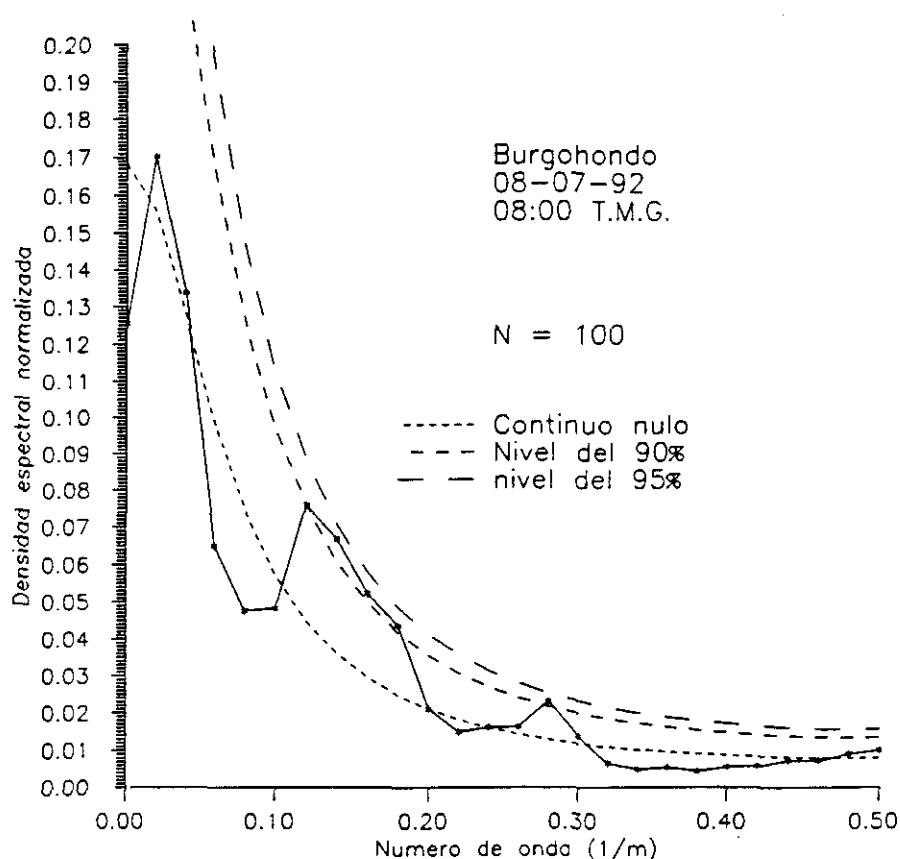


Fig. VI.4. Espectro de potencia para Burgohondo correspondiente a los datos del sondeo de las 08:00 h T.M.G. del 8 de julio.

Los espectros correspondientes a las 12:00 h y 16:00 h T.M.G., en ambas localidades, son de tipo ruido rojo sin presentar periodicidades significativas al nivel de confianza del 95%.

De lo expuesto hasta ahora queda patente que se detectan estructuras ondulatorias en los sondeos de las primeras horas de la mañana en la localidad de Piedralaves, situada a sotavento de los vientos dominantes y que éstas no aparecen en las series obtenidas a partir de los sondeos realizados en Burghondo, a barlovento, en esta ocasión, de la montaña.

Con objeto de discernir si estas periodicidades son atribuibles al lugar de observación en sí o a su posición respecto al flujo incidente se realizaron los correspondientes espectros de potencias para el día 10 de septiembre en la que la localidad de Burghondo se encontraba en esta ocasión a sotavento del obstáculo y Piedralaves a barlovento. En la figura VI.5 y VI.6 se muestran los espectros correspondientes a las 06:00 h T.M.G.. Las periodicidades significativas al nivel del 95 % aparecen ahora en la gráfica correspondiente a Burghondo. Se trata de dos periodicidades significativas al nivel del 95 % una en torno a 0.7 que corresponde a una λ de 130 m y la otra centrada en 0.43 con una longitud de onda de 28 m, mientras que en Piedralaves no se detectada ninguna significativa a este nivel. El comportamiento de los espectros correspondientes a las restantes horas son muy similares a los ya comentados para el 8 de julio.

Con el comportamiento de los espectros de potencias señalado se evidencia que las estructuras ondulatorias por ellos detectadas se deben a la posición del lugar de observación respecto al flujo

incidente y no a características topográficas locales.

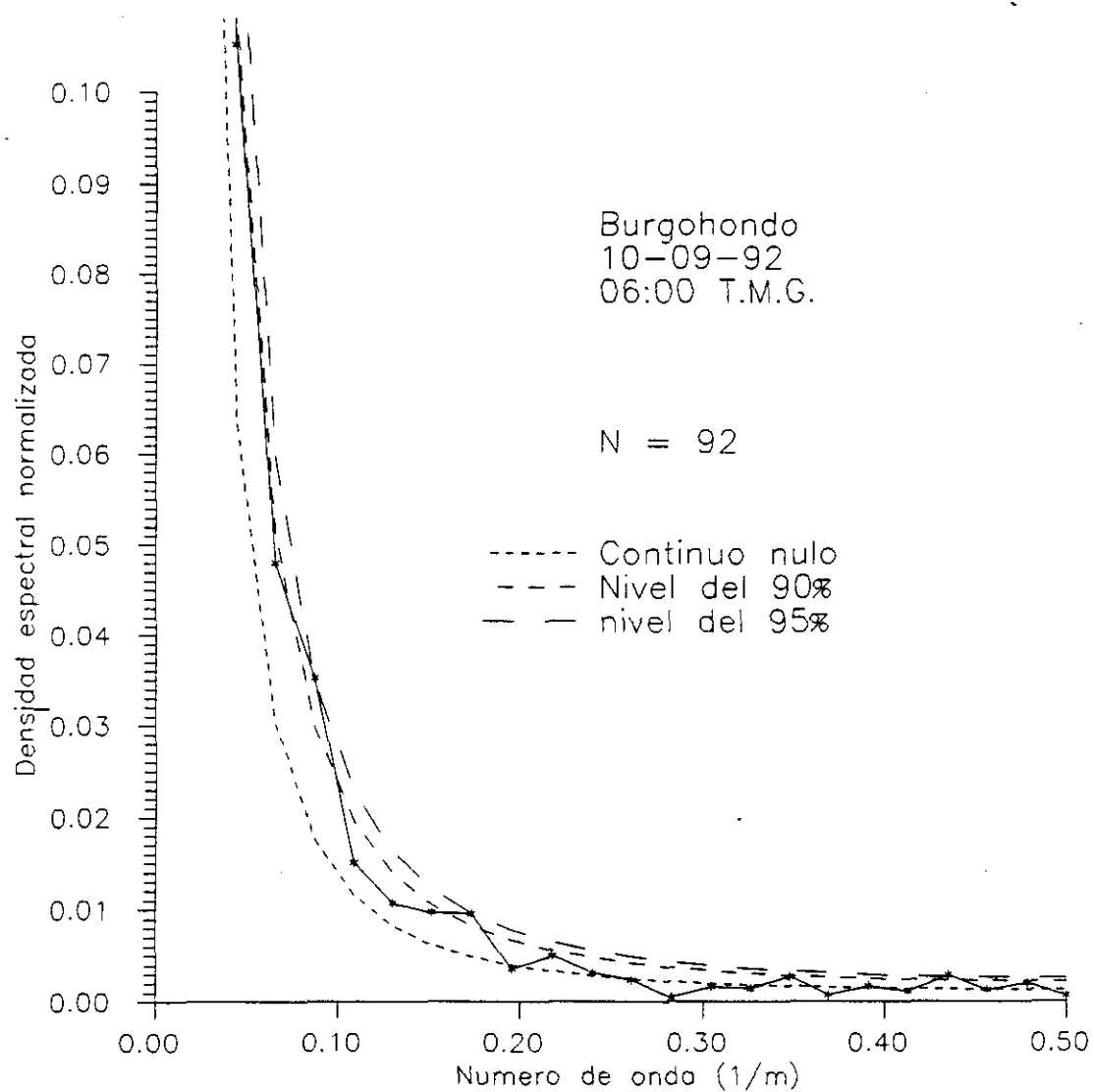


Fig. VI.5. Espectro de potencia para Burgohondo correspondiente a los datos del sondeo de las 06:00 h T.M.G. del 10 de septiembre.

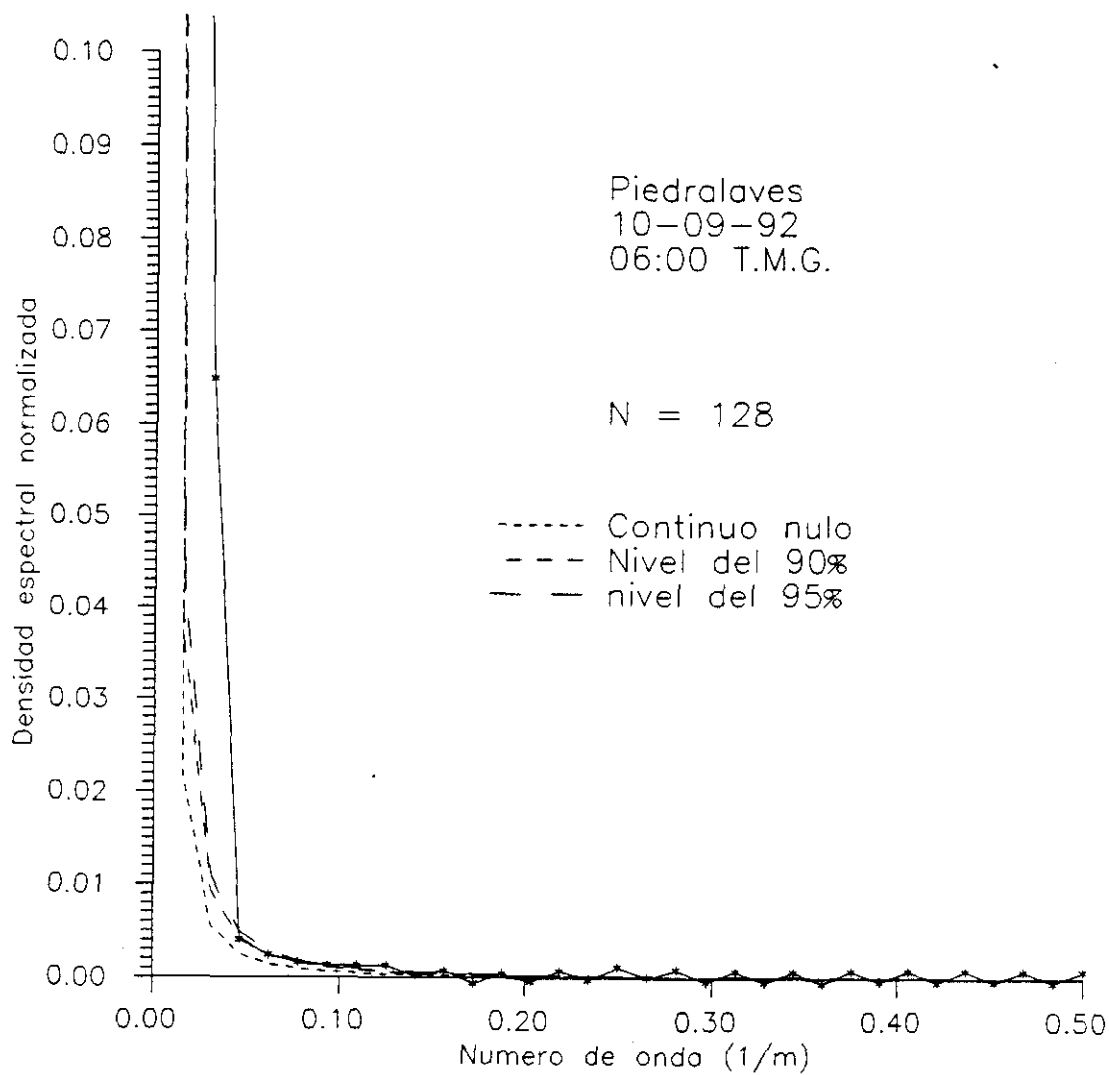


Fig. VI.6. Espectro de potencia para Piedralaves correspondiente a los datos del sondeo de las 06:00 h T.M.G. del 10 de septiembre

VI.2.2 Longitudes de onda asociadas al parámetro de Scorer.

El análisis espectral realizado ha sido de gran importancia de cara a detectar la existencia de formaciones ondulatorias en la ladera de sotavento de la montaña y no en la de barlovento, pero no es útil a la hora de tratar de identificar el tipo de estructuras que aparecían en las experimentos de laboratorio de Hunt y Snyder (1980) y, Castro et al. (1983) y en las simulaciones numéricas de Smolarkiewicz y Rotunno (1989 a) y de Miranda y James (1992). Si se tiene en cuenta las ecuaciones (2.33) y (5.11) se le puede asociar a este parámetro una longitud de onda que puede calcularse a partir de los datos de los sondeos aerológicos realizados. Los valores del parámetro de Scorer calculados para los días 8 de julio y 10 de septiembre para un espesor de estrato de 200 m permiten obtener las correspondientes longitudes de las ondas asociadas a ellos en caso de estabilidad de estratificación, que son las que se muestran en las tablas VI.1 a VI.4. En ellas los espacios con líneas discontinuas indican estratos de inestabilidad de estratificación, mientras que los huecos en blanco denotan ausencia de datos por no haber ascendido el globo cautivo hasta esa altura.

Un primer análisis de las citadas tablas revela que las longitudes de onda más cortas se dan en los estratos más próximos al suelo y en las primeras horas de la mañana, cuando la estabilidad es más acusada. A medida que la estabilidad disminuye las longitudes de onda aumentan.

Estratos					
Hora	0-200m.	200-400m.	400-600m.	600-800m.	800-1000m.
06:00	350	650	800	1150	
08:00	---	1150	1700	1200	
10:00	1150	4300	---	2250	2650
12:00	---	1350	---	2350	3750
16:00	---	3900	---	2650	

Tabla VI.1 Longitudes de onda (m) asociadas al parámetro de Scorer. Burgoondo 8 de julio.

Estratos						
Hora	0-200m.	200-400m.	400-600m.	600-800m.	800-1000	1000-1200
06:00	400	1800	4300	2000	600	1700
08:00	---	1850	3900	1800	850	
10:00	---	1900	2600	3800	800	2000
12:00	---	---	2350	---		
16:00	---	3900	2400	6800		

Tabla VI.2 Longitudes de onda (m) asociadas al parámetro de Scorer. Piedralaves 8 de julio.

Estratos					
Hora	0-200m.	200-400m.	400-600m.	600-800m.	800-1000m.
06:00	350	750	700	600	
08:00	900	800	650	1000	
10:00	---	1300	1150	8550	
12:00	---	---	----	---	
16:00	---	5350	2950	----	

Tabla VI.3 Longitudes de onda (m) asociadas al parámetro de Scorer. Burgohondo 10 de septiembre.

Estratos					
Hora	0-200m.	200-400m.	400-600m.	600-800m.	800-1000m.
06:00	450	1750	4100	3650	1800
08:00	1100	2750	3250	2550	1500
10:00	---	2000	2100	4600	1850
12:00	5900	---	3000	---	
16:00	4600	----	6600	8900	

Tabla VI.4 Longitudes de onda (m) asociadas al parámetro de Scorer. Piedralaves 10 de septiembre.

VI.3. DETECCION DE REMOLINOS A SOTAVENTO DE LA MONTAÑA.

VI.3.1 Números de Froude.

Antes de proceder a la interpretación de las tablas anteriores, y con objeto de caracterizar la evolución temporal de las estructuras ondulatorias, es preciso calcular el denominado número de Froude cuya definición ya se adelantó en la introducción de esta memoria, ecuación (1.3). Físicamente este parámetro puede interpretarse como una relación entre la longitud de la onda asociada U/N y la altura del obstáculo h .

Los correspondientes valores de Fr del flujo incidente para los días 8 de julio y 10 de septiembre aparecen en las tablas VI.5 y VI.6.

Hora	Fr
06:00	0.11
08:00	0.25
10:00	0.38
12:00	---
16:00	---

Tabla VI.5 Valores del número de Froude para el 8 de julio.

Hora	Fr
06:00	0.07
08:00	0.08
10:00	0.23
12:00	---
16:00	0.72

Tabla VI.6 Valores del número de Froude para el 10 de septiembre

VI.3.2 Ubicación y evolución de los remolinos a sotavento del obstáculo montañoso.

En las simulaciones numéricas ya mencionadas de Smolarkiewicz y Rotunno y corroborados recientemente por Miranda y James, se observa la evolución de las estructuras ondulatorias en función del número de Froude. Para valores de Fr próximos a 0.06 la estructura del flujo a sotavento de la montaña se caracterizaba por la existencia de un vórtice o remolino junto al suelo y muy próximo a la ladera de la montaña. A medida que iba aumentando este parámetro el remolino ascendía por la ladera llegando a la cima prácticamente para valores de 0.22. Para valores más altos ya desaparecen estos vórtices y las estructuras ondulatorias que se forman corresponden a ondas no rotas cuya influencia sobre la ladera de barlovento de la montaña va disminuyendo y se va transmitiendo a los estratos superiores.

Los valores de los números de Froude que se han obtenido en la experimentación real que se ha llevado a cabo son los apropiados, como puede verse en las tablas anteriores, para detectar la formación de estos remolinos en la ladera de sotavento en las primeras horas de la mañana.

Considerando las longitudes de onda antes calculadas para distintas alturas y teniendo en cuenta las direcciones del viento se dará una interpretación gráfica sobre la posible ubicación de los vórtices y su evolución temporal.

Combinando los valores de las longitudes de onda de la tabla VI.2 se puede intuir la presencia de un vórtice a una altura de

unos 600 m, de 200 m de espesor y de longitud máxima de 4300 m, tal y como se muestra en la figura VI.7. Según se ha dibujado debería llevar asociado un cambio brusco en la dirección del viento en la parte superior del vórtice. Si se observa la figura IV.1 en la que está representada la dirección del viento frente a la altitud para la estación de Piedralaves, puede verse que tal cambio coincide con la correspondiente altura indicada en el dibujo.

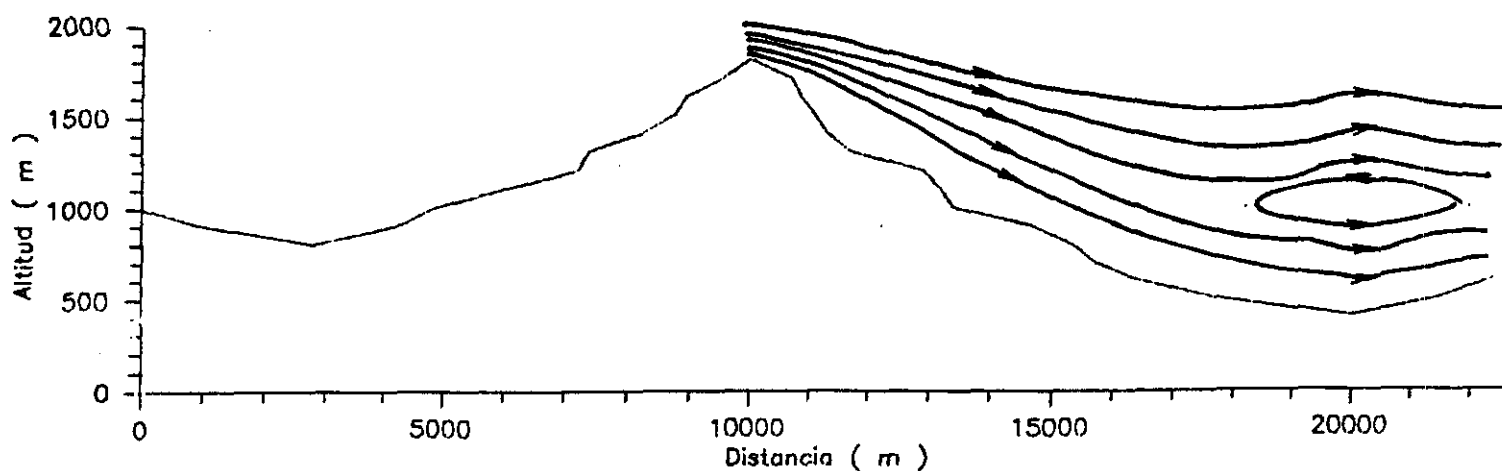


Figura VI.7 Remolinos a sotavento de la montaña a las
06:00 h T.M.G. del día 8 de julio.

Siguiendo una técnica similar a la descrita anteriormente se ha procedido a la interpretación de los datos de longitud de onda y

dirección correspondientes a las 08:00 y 10:00 h T.M.G. para el día 8 de julio en Piedralaves. Los correspondientes dibujos aparecen en las gráficas VI.8 y VI.9 que se muestran a continuación.

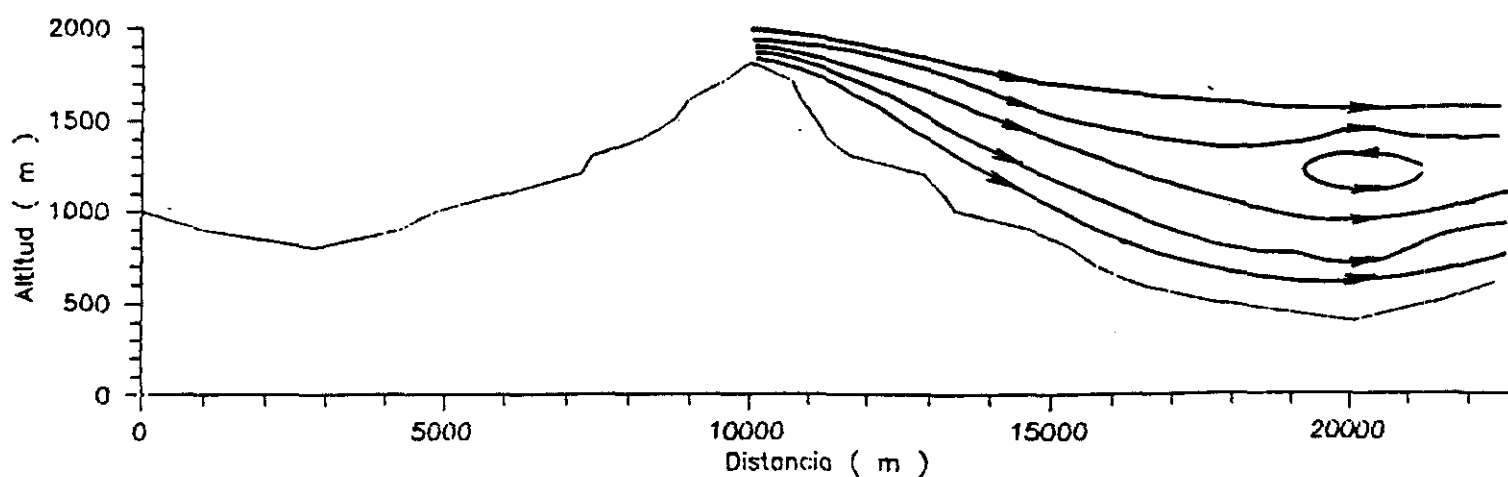


Figura VI.8 Remolinos a sotavento de la montaña a las 08:00 h T.M.G. del día 8 de julio.

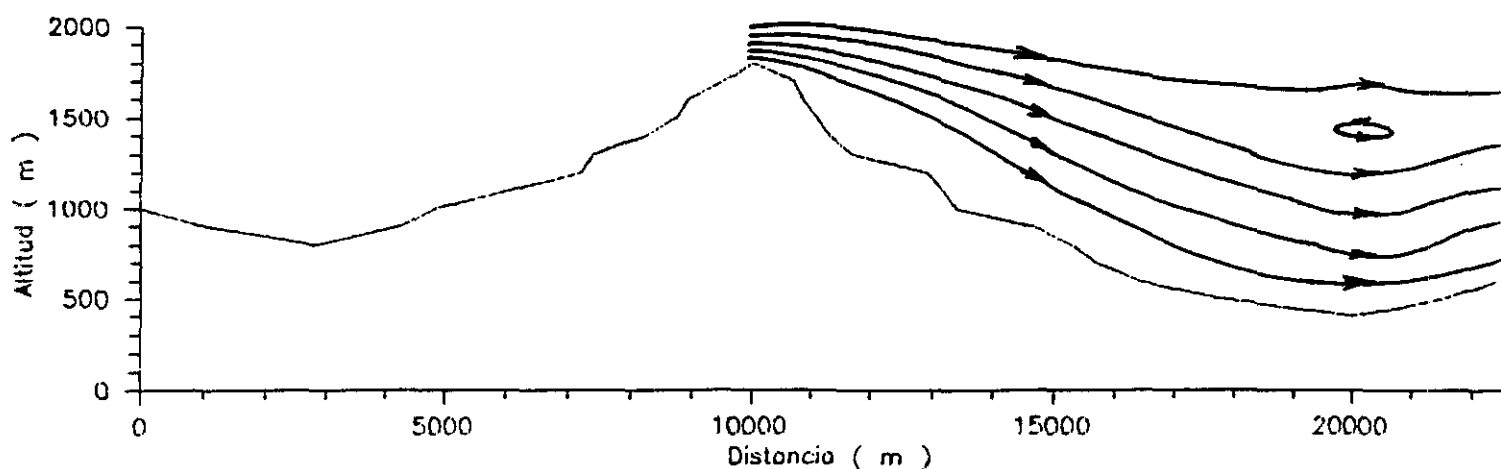


Figura VI.9 Remolinos a sotavento de la montaña a las 10:00 h T.M.G. del día 8 de julio.

En la interpretación gráfica correspondiente a las 08:00 se observa que el remolino, en relación a las 06:00, ha disminuido su longitud, pasando a ser de 3900 m. A las 10:00 continúa disminuyendo hasta los 2600 m y se aprecia, así mismo, un ascenso por la ladera de la montaña. Para las 12:00 y 16:00 la atmósfera es globalmente inestable.

Si se relaciona la evolución y ubicación de estos vórtices con los números de Froude se encuentra un comportamiento análogo al descrito por otros autores tanto por medio de simulaciones numéricas (Smolarkiewicz y Rotunno, 1989 a y, Miranda y James, 1992) como por experimentos de laboratorio (Hunt y Snyder, 1980).

Si se intentan identificar este tipo de estructuras a barlovento del sistema montañoso el análisis de las longitudes de onda de la tabla VI.1 y fundamentalmente la gráfica para la dirección del viento de la figura IV.1, hacen que esto no sea posible.

Con objeto de constatar que los fenómenos observados a sotavento de la montaña no dependían de las características orográficas, se procedió a realizar un análisis similar para el día 10 de septiembre. Según se recordará, el régimen de vientos de ese día hacía que ahora la localidad de Piedralaves estuviese en la ladera de barlovento y Burgohondo en la de sotavento. La mencionada situación va a permitir asegurar que los fenómenos que se puedan detectar no van a depender de las características orográficas del lugar si no de su ubicación con respecto a la montaña y el flujo de vientos. Así, si se analizan las longitudes de onda que aparecen en las tabla VI.3 y las direcciones del

viento que muestran las figuras VI.10 y VI.11 podemos proceder al dibujo de los vórtices tal como se ha indicado anteriormente. Estos aparecen en las figuras VI.12 a VI.15.

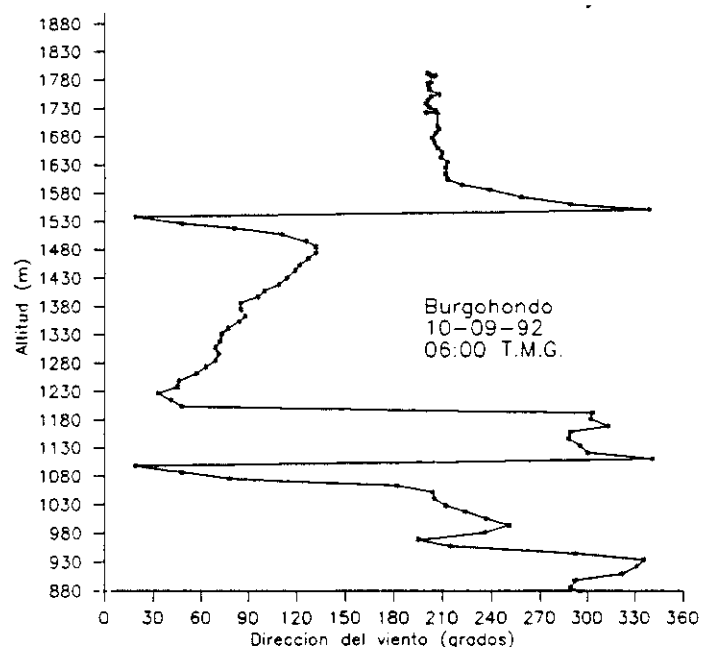


Figura VI.10 Dirección del viento en Burgohondo a las 06:00 h
T.M.G. del 10 de septiembre.

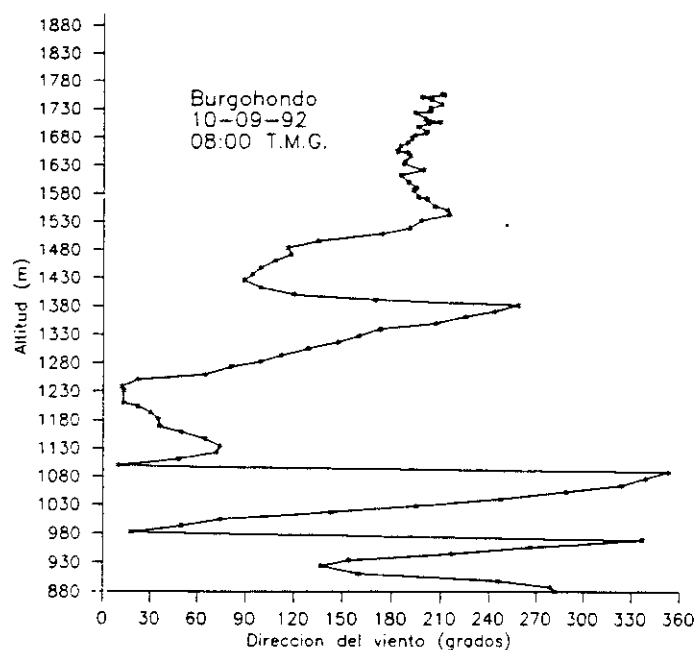


Figura VI.11 Dirección del viento en Burgohondo a las 08:00 h
T.M.G. del 10 de septiembre.

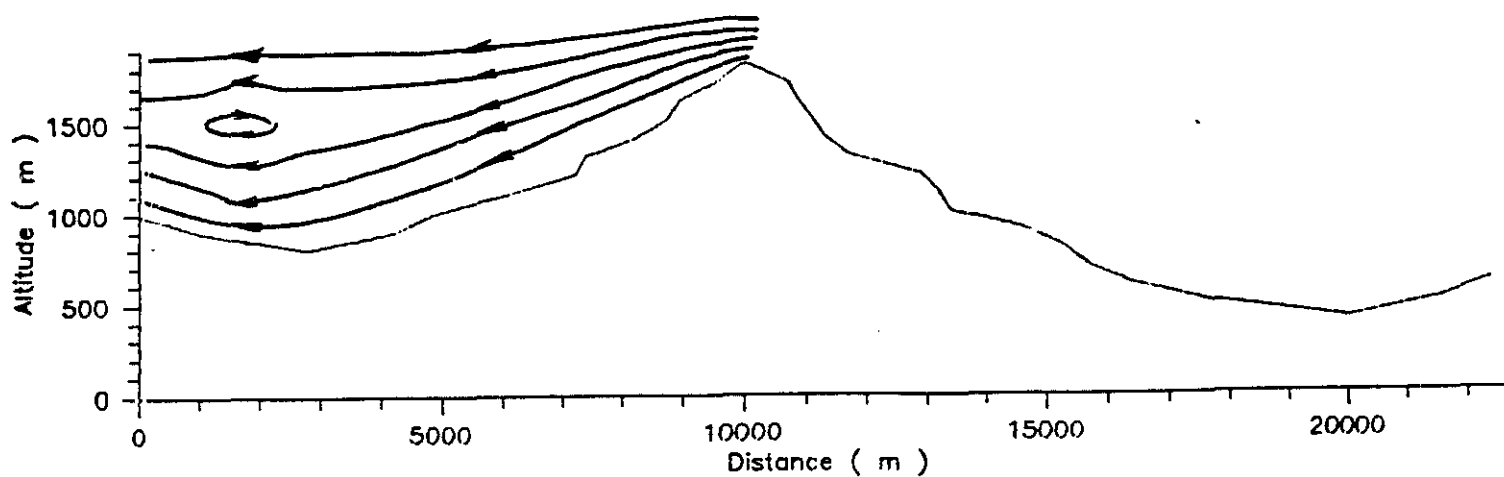


Figura VI.12 Remolinos a sotavento de la montaña a las
06:00 H T.M.G.del día 10 de septiembre.

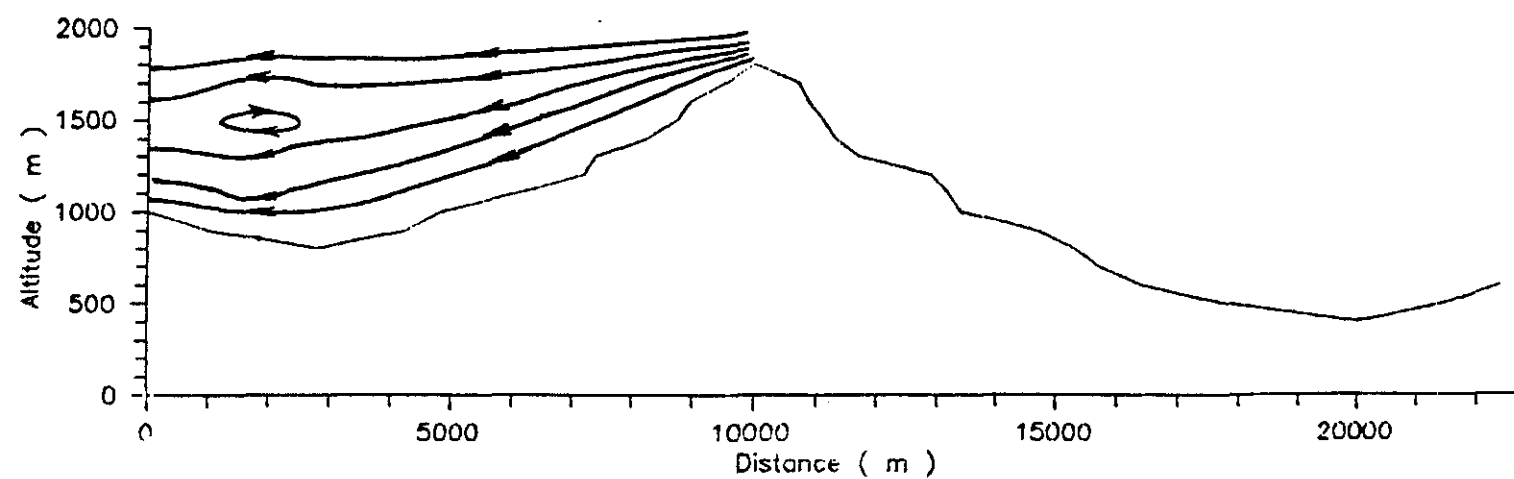


Figura VI.13 Remolinos a sotavento de la montaña a las
08:00 H T.M.G. del día 10 de septiembre.

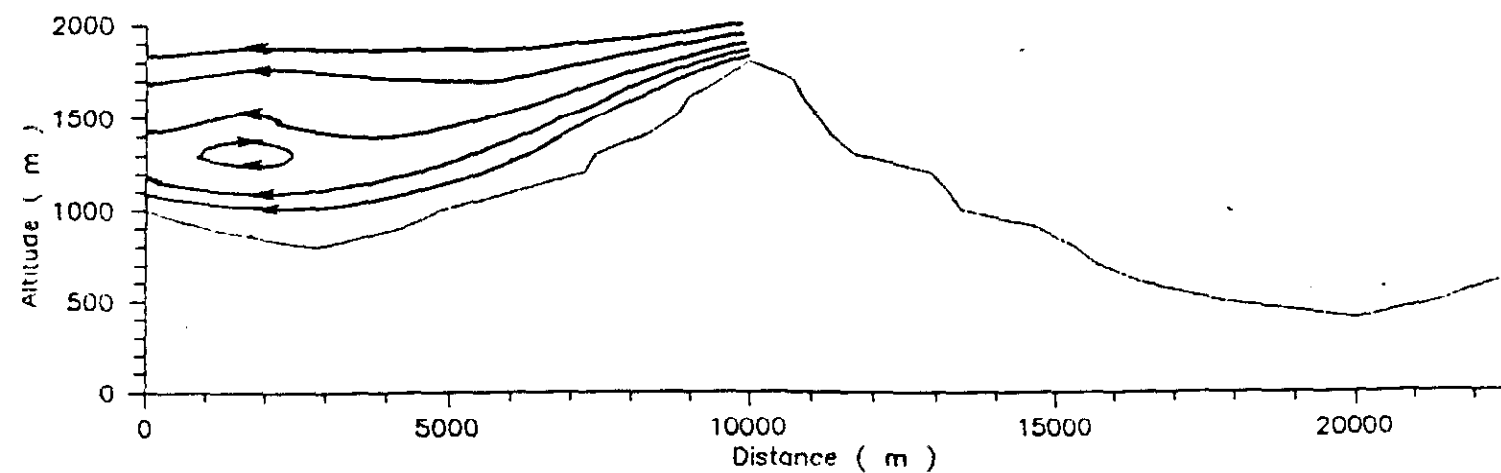


Figura VI.14 Remolinos a sotavento de la montaña a las
10:00 H T.M.G. del día 10 de septiembre.

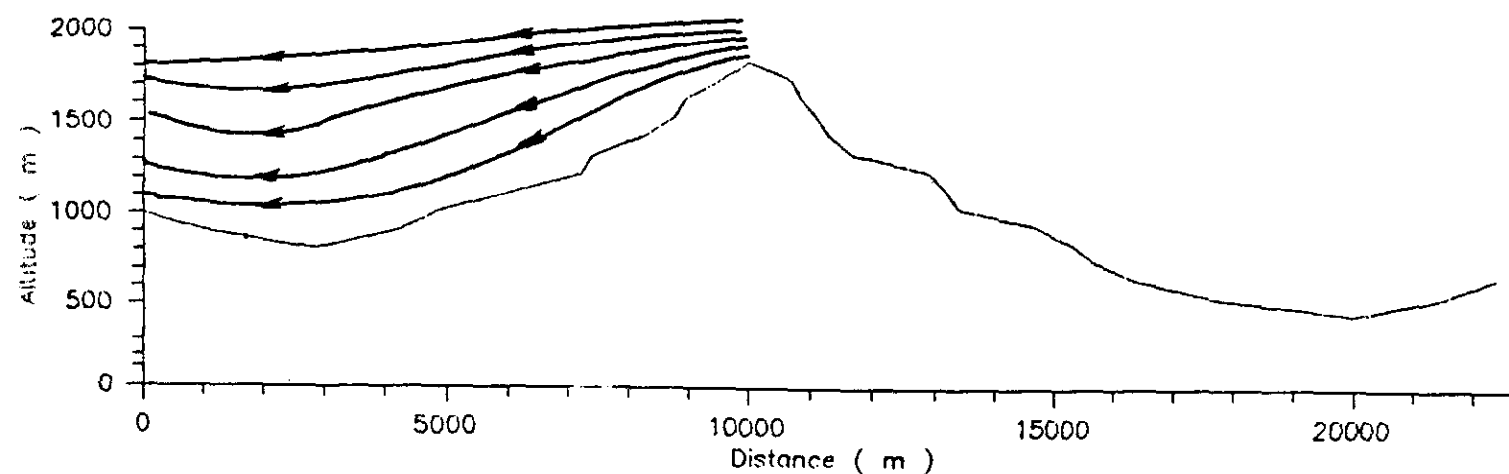


Figura VI.15 Remolinos a sotavento de la montaña a las
16:00 H T.M.G. del día 10 de septiembre.

En la figura VI.12 correspondiente a las 06:00 H T.M.G., se puede destacar la existencia de un remolino que puede situarse en torno a los 500-600 m sobre el suelo. El espesor del mismo es de unos 400 m y su longitud, en su parte más ancha, en torno a los 700 m. A las 08:00 H T.M.G., figura VI.13, las características y ubicación del remolino apenas han variado, lo que concuerda con la poca variación existente en el número de Froude. A las 10:00 h T.M.G., figura VI.14, se observa que aumenta el tamaño del remolino y desciende ligeramente por la ladera de la montaña. Este hecho está en contradicción con los experimentos y simulaciones antes mencionadas, ya que debería haberse observado una disminución de tamaño y un ligero ascenso por la ladera de la montaña. A las 16:00 H T.M.G., que corresponde a la figura VI.15, el remolino ha desaparecido apreciándose en su lugar una simple ondulación a sotavento de la montaña. En este caso vuelve a haber concordancia con las simulaciones numéricas.

En la ladera de barlovento, las longitudes de onda de la tabla VI.4, así como las figuras VI.16 y VI.17, permiten hablar de una perturbación cuya dimensión vertical se extiende a todo el estrato estudiado y que puede ser el resultado de células convectivas producidas por el intenso calentamiento solar y que, por su tamaño y evolución a lo largo del día, no son atribuibles a fenómenos relacionados con la formación de vórtices como los que es posible observar a sotavento del sistema montañoso.

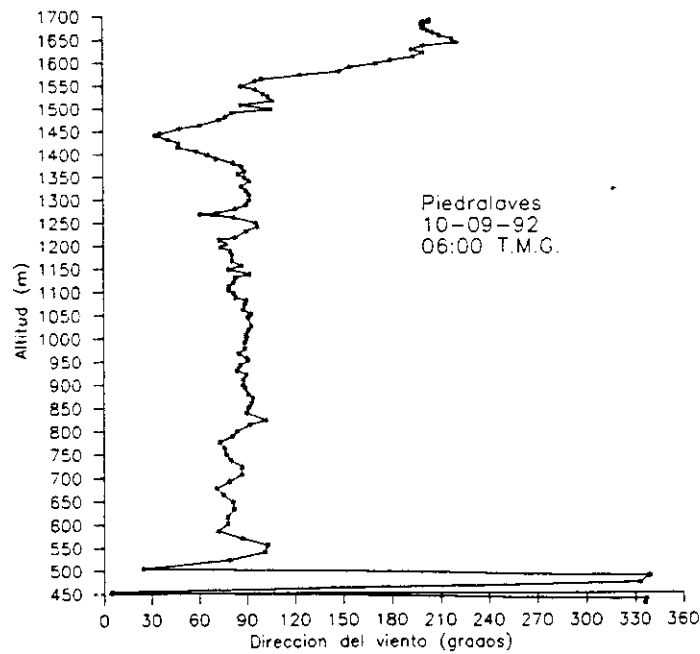


Figura VI.16 Dirección del viento en Piedralaves a las 06:00 h
T.M.G. del 10 de septiembre.

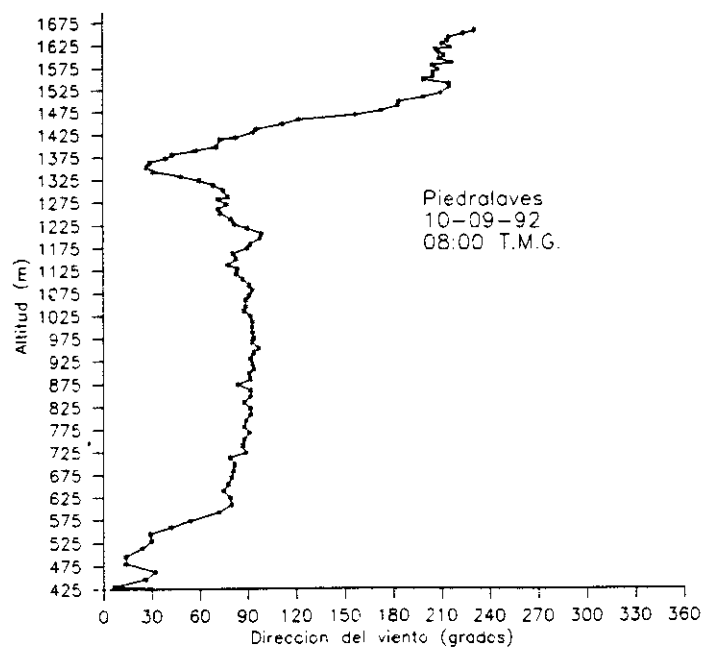


Figura VI.17 Dirección del viento en Piedralaves a las 08:00 h
T.M.G. del 10 de septiembre.

VI.4 CONCLUSIONES DEL CAPITULO

En este capítulo se ha abordado el problema de la detección de ondas y remolinos a sotavento de un obstáculo montañoso desde dos puntos de vista diferenciados. Por una parte a través del análisis espectral de las series espaciales constituidas por los valores observados de la velocidad horizontal del viento y por otra a partir de las longitudes de onda asociadas al parámetro de Scorer. Así mismo, se ha realizado una interpretación gráfica, a partir de las longitudes de onda y las variaciones en la dirección del viento, sobre la posible ubicación y evolución de los vórtices a sotavento de la montaña. Las conclusiones de este análisis se pueden concretar en:

1. El análisis espectral de las series espaciales demuestra la existencia de estructuras de carácter periódico a sotavento del obstáculo montañoso y no a barlovento. Su evolución temporal es acorde con los cambios en la estabilidad de estratificación de la atmósfera.

2. Los espectros de potencias realizados evidencian que las estructuras ondulatorias que se observan no se deben a características topográficas si no a la posición del lugar de observación respecto al flujo.

3. Las longitudes de las ondas asociadas al parámetro de Scorer en los casos de estabilidad de estratificación oscilan entre 300 y 8000 m, observándose las menores cerca del suelo y a primeras horas de la mañana, para aumentar su longitud con la disminución

de la estabilidad.

4. Los valores de los números de Froude calculados a partir de las observaciones realizadas en la atmósfera son los adecuados para detectar la formación de vórtices a sotavento.

5. Considerando las longitudes de onda asociadas al parámetro de Scorer en los casos de estabilidad y teniendo en cuenta las direcciones del viento se puede aventurar la ubicación, tamaño y evolución de los remolinos.

6. Las interpretaciones gráficas realizadas en este capítulo, a partir de observaciones en la atmósfera, muestran una gran concordancia con las simulaciones numéricas realizadas por otros autores.

VII. RESUMEN Y CONCLUSIONES.

El análisis del comportamiento de la atmósfera en las proximidades de un obstáculo orográfico se ha estudiado con gran profusión en las últimas décadas. Las líneas de investigación en este campo se dirigieron en un principio a trabajos eminentemente teóricos, para posteriormente pasar a experimentaciones en laboratorio que representaban dicho comportamiento en ciertas condiciones ideales. En los últimos años, y gracias al progresivo uso de los ordenadores, se ha dirigido la investigación hacia la modelización numérica que permite simular la evolución de los flujos de aire en las inmediaciones de una montaña. Pero, probablemente, algo de lo que han adolecido los trabajos sobre meteorología en orografía compleja ha sido la realización de observaciones que permitan aportar la dimensión real sobre cómo influye la orografía en las diversas magnitudes meteorológicas.

En este trabajo se ha abordado el problema desde esta última óptica, es decir, se han llevado a cabo campañas de medidas de variables atmosféricas dentro de la Capa Límite Planetaria con el objeto de constatar teorías existentes y aportar conclusiones derivadas, fundamentalmente, de la experimentación real en la atmósfera. Los resultados obtenidos pueden resumirse en:

1. Teniendo en cuenta las ecuaciones fundamentales de la dinámica e imponiendo diferentes condiciones iniciales y de contorno se han obtenido expresiones matemáticas que permiten caracterizar las ondas que se originan a sotavento de un obstáculo orográfico. El análisis de escala realizado permite

discriminar la contribución de cada término que aparece en las citadas ecuaciones.

2. Se han realizado observaciones en la Capa Límite Planetaria por medio de sondeos aerológicos con globo cautivo realizados simultáneamente en ambas ladera de la Sierra de Gredos. Estas medidas se llevaron a cabo durante los meses de verano de los años 1991 y 1992 y han permitido determinar las distintas variables atmosféricas que permitan caracterizar la atmósfera tanto térmica como dinámicamente.

3. Con este objeto se han calculado, para estratos de espesor variable, distintos parámetros para cada uno de los sondeos realizados durante las observaciones. Estos, además del módulo de la velocidad del viento determinado directamente, han sido la frecuencia de Brunt-Väisälä, el parámetro de Scorer y el número de Richardson.

4. Se ha analizado la dirección del flujo incidente y se han detectado aquellos días en los que éste es perpendicular a la cadena montañosa, lo que permite hablar de observaciones a barlovento y a sotavento.

5. En estas circunstancias se ha detectado un aumento del módulo de la velocidad del viento en la ladera de sotavento de la montaña. Así mismo se ha constatado la existencia de un punto de estancamiento en la ladera de barlovento y de un máximo en la velocidad del viento en la de sotavento en aquellos lugares donde predecía la teoría de Smitih. La tendencia del perfil del viento con la altura permite intuir la presencia de un nuevo punto de estancamiento a sotavento de la montaña lo que nuevamente corrobora teorías existentes. La evolución temporal de estos puntos críticos es acorde con lo teóricamente esperado.

6. Con objeto de estudiar el comportamiento de los parámetros antes mencionados a ambos lados de la cadena montañosa se han establecido modelos lineales entre sus valores calculados en una de las laderas con aquellos otros, simultáneos, correspondientes a la misma altura. Se ha considerado la existencia de flujo incidente perpendicular a la cadena montañosa y se ha trabajado con estratos atmosféricos de distinto espesor. Destacándose que:

6.1 Los modelos lineales establecidos para el módulo de la velocidad del viento muestran una correlación, independientemente del espesor de estrato elegido, no significativa al 95 % cuando existe un flujo perpendicular al obstáculo orográfico. Cuando no existe flujo definido ésta pasa a ser significativa al 99 %. Es el espesor de 200 m el que más acusa este comportamiento diferenciado.

6.2 Los modelos lineales realizados con los valores de la frecuencia de Brunt-Väisällä muestran un comportamiento contrario al del módulo de la velocidad. Las correlaciones son significativas al 99 % cuando hay flujo perpendicular a la montaña y no lo son al 95 % cuando éste no existe. Nuevamente son los modelos lineales realizados entre los valores calculados para espesores de 200 m los más sensibles a este hecho.

6.3 El comportamiento del parámetro de Scorer es similar al de la frecuencia de Brunt-Väisällä. No obstante, y pese a incluir tanto aspectos dinámicos como térmicos de comportamiento distinto, tal y como muestran las conclusiones 6.2 y 6.3, los coeficientes de correlación obtenidos en los modelos lineales para l^2 son superiores a los del módulo de la velocidad del viento y la frecuencia de Brunt-Väisällä. Las diferencias entre los valores de los coeficientes de correlación correspondientes a

los días de flujo perpendicular a la montaña y de los que esto no ocurría es máxima para el espesor de 200 m, pasando de una coeficiente de correlación de 0.95 a 0.15.

6.4 Los modelos lineales establecidos para el número de Richardson no presentan comportamiento diferenciado en función de la dirección del viento, no siendo las correlaciones significativas al 95% en ninguno de los casos.

7. Se ha abordado el problema de la detección de ondas y remolinos a sotavento de un obstáculo orográficos desde dos puntos de vista diferenciados. Por una parte a través del análisis espectral de las series espaciales constituidas por los valores observados de la velocidad horizontal del viento. Por otra a partir de las longitudes de las ondas asociadas al parámetro de Scorer.

8. El análisis espectral demuestra la existencia de estructuras de carácter periódico a sotavento de la montaña y no en la de barlovento. Su evolución temporal es acorde con los cambios en la estabilidad de estratificación de la atmósfera. Se demuestra que estas estructuras no se deben a la topografía del lugar de observación, si no a la ubicación de éste respecto al obstáculo y al flujo incidente.

9. Las longitudes de las ondas asociadas al parámetro de Scorer en los casos de estabilidad de estratificación oscilan entre 300 y 8000 m, dándose las menores cerca del suelo y a primeras horas de la mañana, para aumentar su longitud a medida que disminuye la estabilidad.

10. Los valores de los números de Froude calculados a partir de las observaciones realizadas en la atmósfera son los adecuados para la formación de vórtices a sotavento.

11. Considerando las longitudes de onda asociadas al parámetro de Scorer en los casos de estabilidad y teniendo en cuenta las direcciones del viento se puede determinar, aproximadamente, la ubicación, tamaño y evolución temporal de los remolinos, mostrando una gran concordancia con el comportamiento predicho a través de las simulaciones numéricas realizadas por otros autores.

CAPITULO VIII. BIBLIOGRAFIA.

Aanensen, C. J. (1965). *Gales in Yorkshire in February 1962*. Geophys. Mem., 108, 1-44.

Bacmeister, R. B. y Pierrehumbert, R. T. (1988). *On high-drag states of nonlinear stratified flow over an obstacle*. J. Atmos. Sci., 45, 63-80.

Baines, P. G. (1979). *Observations of stratified flow past three-dimensional barriers*. J. Geophys. Res. 84, 7834-7838.

Blanchard, D. O. y Howard, K. W. (1986). *The Denver hailstorm of 13 June 1984*. Bull. Amer. Meteor. Soc., 67, 1123-1131.

Blumen, W. (1965). *A random model of momentum flux by mountain waves*. Geofys. Publ., 26, 1-33.

Blumen, W, y McGregor, C. D., (1976). *Wave drag by three-dimensional mountain lee-waves in nonplanr shear-flow*. Tellus 28, 287-298.

Brighton, P.W.M. (1978). *Strongly stratified flow past three-dimensional obstales*. Quart. J. R. Met. Soc. 104, 289-307.

Burt E. W., y Slater, M. H. (1977). *Evaluation of the valley model*. AMS-APCA Joint Conf. on Appl. of Air Poll. Meteorology, Salt Lake City, Utah.

Castro, I. P. (1987) *A note on lee wave structures in stratified flow over three-dimensional obstacles*. Tellus, 39A, 72-81.

Castro, I. P., Snyder, W. H. y Marsh, G. L. (1983) *Stratified flow over three-dimensional ridges*. J. Fluid Mech. 135, 261-282.

Clark, T. L. (1977). *A small scale Dynamic model using a terrain-following coordinate transformation*. J. Comput. Phys., 24, 186-215.

Clark, T. L. y Farley, R. D. (1984). *Severe downslope windstorm calculation in two and three spatial dimensions using anelastic interactive grid nesting: a possible mechanism for gustiness*. J. Atmos. Sci., 41, 329-350.

Clark, T. L. y Peltier, W. R. (1977). *On the evolution and stability of finiteamplitude mountain waves*. J. Atmos. Sci., 34, 1715-1730.

Clark, T. L. y Peltier, W. R. (1984). *Critical level reflection and the resonant growth of nonlinear mountain waves*. J. Atmos. Sci., 41, 3122-3134.

Colson, DeVer, (1954). *Meteorological problems in forecasting mountain waves*. Bull. Amer. Met. Soc., 35, 363-371.

Corby, G. A. y Wallington, C. E., (1956). *Airflow over mountains: the lee-wave amplitude*. Quart. J. R. Met. Soc., 82, 266-274.

Crapper, G. D., (1959). *A three-dimensional solution for waves in the lee of mountains*. J. Fluid. Mech. 6, 51-76.

Crapper, G. D., (1962). *Waves in the lee of a mountain with elliptical contours*. Phil. Trans. Royal Soc. London (A) 254, 601-623.

Crook, N. A., Clark, T. L. y Moncrieff, M. W. (1990). *The Denver Cyclone. Part I: Generation in low froude number flow*. J. Atmos. Sci. 47, 2725-2742.

Davis, C. G., Bunker, S.S y Mutschlecner, J. P., (1984). *Atmospheric transport models for complex terrain*. J. Climate and Appl. Meteor., 23, 235-238.

Dickerson, M. H., (1978). *MASCON: A mass consistent atmospheric flux models for regions with complex terrain*. J. Appl. Meteor., 17, 241-253.

Drazin, P.G., (1961). *On the steady flow of a fluid of variable density past an obstacle*. Tellus, 13, 239-251.

Dudis, J. J., (1972). The stability of a saturated, stably stratified shear layer. J. Atmos. Sci., 29, 774-778.

Durran, D. R. (1986). Another look at the downslope windstorms. Part I: On the development of analogue to supercritical flow in an infinitely deep, continuously stratified fluid. J. Atmos. Sci. 43, 2527-2543.

Durran, D. R. y Klemp, J. B., (1982). On the effects of moisture on the Brunt-Väisälä frequency. J. Atmos. Sci., 39, 2152-2158.

Elliasen, A. y Palm, E., (1961). On the transfer of energy in stationary mountain waves. Geofys. Publ., 22, 1-23.

Endlich, R.M., (1967). An iterative method for altering the kinematic properties of wind field. J. Appl. Meteor., 6, 837-844.

Ferber, G. K. y Mass, C. F. (1990 a) Surface Pressure perturbations produced by an isolated mesoscale topographic barrier. Part I: General Characteristics and Dynamics. Mon. Wea. Rev., 118, 2579-2596.

Ferber, G. K. y Mass, C. F. (1990 b) Surface Pressure perturbations produced by an isolated mesoscale topographic barrier. Part II: Influence on regional Circulations. Mon. Wea. Rev., 118, 2597-2612.

Fosberg, M.A. (1984). *A diagnostic three-dimensional mass and momentum conserving wind model for complex terrain*. Third Conference on Mountain Meteorology. 16-19 Oct. 1984. Am. Meteor. Soc. Boston, 13-16.

Garret, A. J. (1980). *Orographic cloud over the eastern slopes of Mauna Loa volcano, Hawaii, related to insolation and wind*. Mon. Wea. Rev., 108, 931-941.

Gjevik, B., y Marthinsen, T. (1977). *Three-dimensional lee-wave pattern*. Quart. J. R. Met. Soc. 104, 947-957.

Haltiner, G.J. y Williams, R.T. (1980). *Numerical prediction and dinamic meteorology*. Segunda edición. Ed.Wiley. Cap 2.

Hartsough, C. S. y Blumen, W. (1990). *Objective cross-sectional analysis of diabatic circulation and vertical motions using ALPEX data*. Meteor. Atmos. Phys. 43, 221-230.

Hawthorne, W.R., y Martin, M. E. (1955). *The generation of secondary vorticity in the flow over a hemisphere due to density gradiente and shear*. Proc. R. Soc. London (a)., 232, 184-195.

Hernández, E., Díaz J., García A. (1992 b). *Modelo de diagnóstico del campo de viento en orografía compleja*. A.M.E. Encuentro Meteo 92, 1, 109-116.

Hernández, E., Díaz J., García A. (1992 d). *Gravity waves associated to low Froude numbers*. Annales Geophysicae. Revisión.

Hernández, E., Díaz J., García A. (1993 a). *Modelo de diagnóstico para la dirección y velocidad del viento*. Rev. Geof. 48, No. 2.

Hernández, E., Díaz J., García A., Cana, L.C. y Parrondo, M.C. (1992 c). *Situaciones sinópticas típicas en incendios forestales*. Memoria ICONA. Madrid. Diciembre 1992.

Hernández, E., Valero, F., Cano, J. L., Del Teso, M. T., Diaz J., García, A. (1992 a). *A preliminary study for the development of a meteorological wind model in the area of Sierra de Gredos*. OMM. Proceedings Conference Météorologie et incendies de forets. Rabat, Marruecos, 25-30 nov. 1991. Genève.

Holmboe, J. y Klieforth, H. (1957). *Investigations of mountain lee waves and the air flow over the Sierra Nevada*. Dept. Met. Univ. California.

Hunt, J. C. R. y Mulhearn, P. J. (1973). *Turbulent dispersion from sources near two-dimensional obstacles*. J. Fluid Mech. 61, 254-274.

Hunt, J. C. R. y Snyder, W. H. (1980). *Experiments on stably and neutrally stratified flow over a model three-dimensional hill*. J.

Fluid Mech., 96, 671-704.

Kelvin, L. (1886). *On stationary waves in flowing water*. Philos. Mag., 5, 22, 353-357, 445-452, 517-530.

Klemp, J. B. y Lilly, D. K. (1975). *The dynamics of wave-induced downslope winds*. J. Atmos. Sci., 32, 320-329.

Klemp, J. B. y Lilly, D. K. (1978). *Numerical simulation of hydrostatic mountain waves*. J. Atmos. Sci. 35, 78-107.

Kuettnner, J. y Jenkins, C. F. (1953). *Flight aspects of the mountain wave*. Air Force Cambridge Research Center, Surveys in geophysics, Techn. Report No.35.

Lighthill, M. J., (1956). *Drift*. J. Fluid. Mech., 1, 31-53.

Lighthill, M. J., (1957). *The fundamental solution for small steady three-dimensional disturbances to a two-dimensional parallel shear flow*. J. Fluid. Mech., 3, 113-144.

Lilly, D. K. (1972). *Wave momentum flux - a GARP problem*. Bull. Am. Met. Soc. 53, 17-23.

Lilly, D. K. (1978). *A severe downslope windstorm and aircraft turbulence event induced by a mountain wave*. J. Atmos. Sci, 35, 59-77.

Liu, C. J., y Goodin, W. R., (1976). *An iterative algorithm for objective wind fields analysis*. Mon. Wea. Rev., 104, 784-792.

Long, R. R., (1953): *Some aspects of stratified fluids, I. A theoretical investigation*. Tellus, 5, 42-58.

Long, R. R., (1955): *Some aspects of stratified fluids, III. Continuos density gradients*. Tellus, 1, 341-357.

Ludlam, F.H. y Scorer, R.S., (1957). *Cloud study: a pictorial guide*. J. Murray, London. 80 p.

Lyra, G. (1940). *Ueber den Einfluss von Bodenerhebungen auf die Strömung einer stabil geschichteten Atmosphäre*. Beitr. Phys. frei. Atmos., 26, 197-206

Lyra, G. (1943). *Theorie der stationarären Leewellenströmung in freier Atmosphäre*. Z. angew. Math. Mech., 23, 1-28.

Mass, C. F. (1981). *Topographically forced convergence in western Washington State*. Mon. Wea. Rev., 109, 1335-1347.

Mass, C. F. y Dempsey, D. P. (1985). *A topographically forced convergence line in the lee of the Olympic Mountains*. Mon. Wea. Rev., 113, 659-663.

McFarlane, N. A. (1987). The effect of orographically excited gravity wave drag on the general circulation of the lower stratosphere and troposphere. *J. Atmos. Sci.*, 44, 1775-1800.

Miles, J. W. y Huppert, H. E., (1969). Less waves in a stratified flow. Part IV: Perturbations approximations. *J. Fluid Mech.*, 35, 497-525.

Miranda, P.M. A. y James, I. N. (1992). Non-linear three-dimensional effects on gravity-wave drag: Splitting flow and breaking waves. *Q. J. Roy. Met. Soc.* 118, 1057-1081.

Onishi, G. (1969). A numerical method for three-dimensional mountain waves. *J. Met. Soc. Japan.* 47, 352-359.

Palm, E., (1958). Two-dimensional and three-dimensional mountain waves. *Geophys. Publ. Oslo* 20, 25p.

Palmer, T. N., Shutts, G. J., y Swinbank, R. (1986). Alleviation of a systematic westerly bias in general circulation and numerical weather prediction models through an orographic gravity wave drag parametrization. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 112, 1001-1039.

Peltier, W. R. y Clark, T. L. (1979). The evolution and stability of finite-amplitude mountain waves: Part II. Surface wave drag and severe downslope wind-storms. *J. Atmos. Sci.*, 36, 1498-1529.

Peltier, W. R. y Clark, T. L. (1983). *Nonlinear mountain waves in two and three spatial dimensions*. Q. J. R. Met. Soc. 109, 527-548.

Queney, P. (1947). *Theory of perturbations in stratified currents with application to airflow over mountain barriers*. The University of Chicago Press, Misc. Rep., No. 23.

Queney, P. (1948). *The problem of airflow over mountains: A summary of theoretical studies*. Bull. Amer. Met. Soc., 29, 16-26.

Queney, P., Corby, G. A., Gerbier, N., Koschmieder, H. y Zierep, J. (1960). *The airflow over mountains*. World Met. Org. Tech. Note 34. Ginebra, Suiza.

Rayleigh, R. J., (1883). *The form of standing waves on the surface of running water*. Proc. London Math. Soc., 15, 69-78.

Reed, R. J., (1980). *Destructive winds caused by an orographically induced mesoscale ciclone*. Bull. Amer. Meteor. Soc., 61, 1346-1355.

Riley, J. J., Liu, H. T. y Geller, E. W., (1976). *A numerical and experimental study of stably stratified flow around complex terrain*. U. S. EPA Env. Monitoring Ser. Rep. NO. EPA-600/4-76-021. Res. Tri. Pk., NC.

Ross, D. G., Smith, I.N., Mains, P.C., Fox, D.G., (1988).
*Diagnostic wind field modelling for complex terrain: Model
development and testing.* J. Appl. Met., 27, 785-796.

Rottman, J. W. y Smith, R. B. (1989). *A laboratory model of
severe downslope winds.* Tellus, 41A, 401-415.

Sawyer, J. S., (1959). *The introduction of the effects of
topography into methods of numerical forecasting.* Q. J. R.
Meteorol. Soc., 85, 31-43.

Sawyer, J. S., (1962). *Gravity waves in the atmosphere as a
three-dimensional problem.* Quart. J. R. Met. Soc. 88, 421-425.

Scorer, R. S., (1949). *Theory of waves in the lee of mountains.*
Quart. J. R. Met. Soc., 75, 41-56.

Scorer, R. S., (1953). *Theory of airflow over mountains. I: The
flow over a ridge.* Quart. J. R. Met. Soc., 79, 70-83.

Scorer, R. S. y Wilkinson, M., (1956). *Waves in the lee of an
isolated hill.* Quart. J. R. Met. Soc., 82, 419-427.

Sheppard, P.A., (1956). *Airflow over mountains.* Quart. J. R. Met.
Soc. 82, 159-161.

Sherman, C. A., (1978). *A mass-consistent model for wind fields over complex terrain*. J. Appl. Meteor., 17, 312-319.

Smith, R. B., (1980). *Linear theory of stratified hydrostatic flow past an isolated mountain*. Tellus, 32, 348-364.

Smith, R. B., (1982). *Synoptic observations and theory of orographically disturbed wind and pressure*. J. Atmos. Sci., 39, 60-70.

Smith, R. B., (1985). *On severe downslope winds*. J. Atmos. Sci., 42, 2597-2603.

Smith, R. B., (1986). *Mesoscale mountain meteorology in the Alps, in scientific results of the Alpine Experiment*. Vol. II., GARP Publications Series No 27, World. Meteor. Org., 407-423.

Smith, R. B., (1988). *Linear theory of stratified flow past an isolated mountain in isosteric coordinates*. J. Atmos. Sci., 45.

Smith, R. B., (1989 a). *Mountain-induced stagnation points in hydrostatic flow*. Tellus, 41 A, 270-274.

Smith, R. B., (1989 b). *Comments on "Low Froude number flow past three-dimensional obstacles. Part I: Baroclinically generated lee vortices"*. J. Atmos. Sci., 46, 3611-3613.

Smith, R. B., (1993). *Stagnation points and bifurcation in 3-D mountain flow*. Tellus, 45 A, 28-43.

Smolarkiewicz, P. R., Rasmussen, R. M. y Clark, T. L. (1988). *On the dynamics of Hawaiian cloud bands: island forcing*. J. Atmos. Sci. 45, 1872-1905.

Smolarkiewicz, P. R. y Rotunno, R. (1989). *Low froude number flow past three-dimensional obstacles. Part I: Baroclinic generated lee vorticities*. J. Atmos. Sci. 46, 1154-1164.

Smolarkiewicz, P. R. y Rotunno, R. (1990). *Low froude number flow past three-dimensional obstacles. Part II: Baroclinic generated lee vorticities*. J. Atmos. Sci. 47.

Takahashi, T. (1977). *A study of hawaiian warm rain showers based on aircraft observation*. J. Atmos. Sci., 34, 1773-1790.

Takahashi, T. (1981). *Warm rain study in Hawaii-rain initiation*. J. Atmos. Sci., 38, 347-369.

Walter, B. E. y Overland, J. E. (1982). *Response of stratified flow in the lee of the Olimpic Mountains*. Mon. Wea. Rev., 110, 1458-1473.

Wilczak, J. M. y Glendening, J. W. (1988). *Observations and mixed-layer modeling of a terrain-induced mesoscale gyre: The*

Denver Cyclone. Mon. Wea. Rev., 116, 1599-1622.

Williams, R. T., Peng, M.S., Zankofski, D. A. (1992). *Effects of topography on fronts*. J. Atmos. Sci., 49, 287-305.

Wurtele, M., (1953). *Studies of lee waves in atmospheric models with continuously distributed static stability*. Scientific Rep. No.4, Contract no. Af 19. 122-263. Air Force Cambridge Research Center, Cambridge, Mass.

Wurtele, M., (1957). *The three-dimensional lee wave*. Beitr. Phys. frei. Atmos. 29, 242-252.

Yih, C. S., (1959). *Effect of density variation on fluid flow*. J. Geophys. Res., 64, 2219-2223.

Zierep, J., (1952). *Leewellen bei geschichteter Anströmung*. Ber. Deutsch. Wetterd. U.S. Zone, No.35, 85-90.